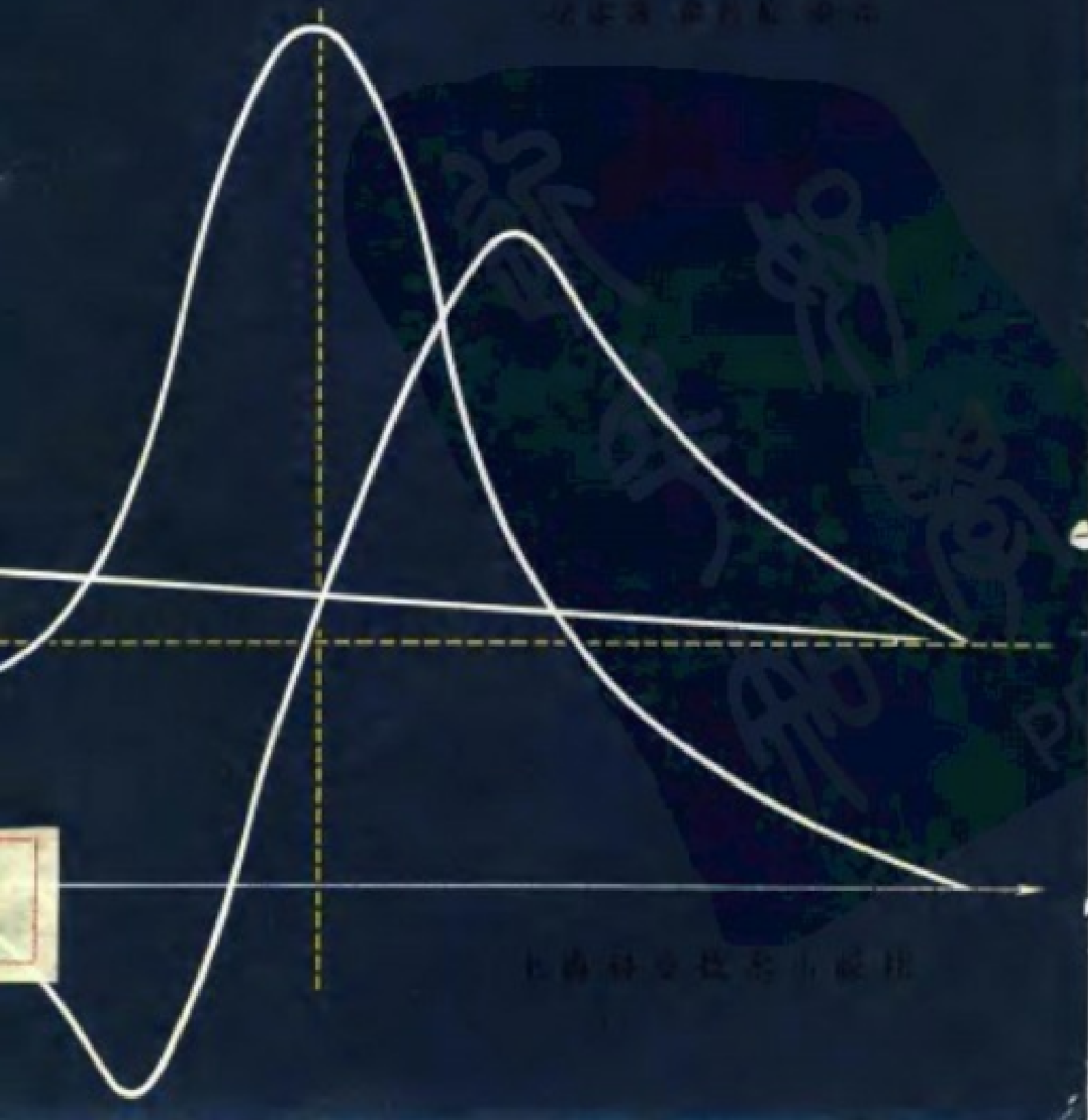
高温等离子体诊断技术



序　言

受控热核反应是人类解决能源需要的一个可能途径。它的前景是令人神往的，然而它又象是座海上仙岛，似乎是可望而不可及。从四十年代末第一颗氢弹实验成功后不久，人们就大规模地着手研究将这种核聚变反应加以控制，以达到实现和平利用这种巨大的聚变反应能的伟大目标。当时已经知道，要实现核聚变反应，必须将核燃料加热达到高温的等离子体状态，并把它们有效地约束起来。开始人们是很有信心的，然而在实践中遇到了意外的困难。高温等离子体的行为是那样的变化多端，难以驯服，使得人们放弃了速战速决的希望，而着手于细致地研究高温等离子体的基本运动规律，从而使这门学科成为一项国际性的长期探索的科学课题。

分析表明，要获得受控热核反应的能量收益，起码必须满足两个条件。第一，等离子体的离子温度必须达到热核点火温度，即约 10^8 ℃；第二，等离子体的离子数密度和能量约束时间的乘积 $N_i\tau$ 必须达到 $10^{14}\,\mathrm{cm^{-3}\cdot s}$ 以上，以使高温等离子体在约束时间内聚变反应所释放的能量超过因辐射而从等离子体损失的能量。以上就是所谓的劳逊判据。近三十年来，人们为实现上述两个条件已付出了巨大的代价，已经设计和试验了各种各样的获得和约束高温等离子体的装置。它的研究规模越来越大，有些实验装置已经成为巨大的工程项目，然而至今都还未能达到获得聚变能量收益的必要条件。尽管如此，受控热核反应研究仍正逐步向最终目标接近，而且看来最终地实现这个目标已经是为期不远了，但是为实现这个目标还必须作出十分艰巨的努力，还有不少已知和未知的困难需要克服。

目前有两大途径有可能实现上述目标。其一是磁约束方法，它是利用各种位形复杂的强大的磁场，将高温等离子体约束在一定的空间内，就好象用一个“磁瓶”将高温等离子体“装”起来一样。磁约束的必要条件是等离子体的动力学压强要小于磁压强（这两者的比值称为 β 值）。由于技术上的原因，目前磁感应强度还难以超过 10 特斯拉，因此在最好的情况下，它也只能把密度低于 $10^{22}\mathrm{m^{-3}}$ 的高温等离子体约束住。可见，磁约束高温等离子体是稀薄的电离气体，其离子数密度远远低于标准状态下气体的分子数密度，因此为了实现上述条件，磁约束等离子体的体积通常是很大的。目前有各种类型的磁约束装置，等离子体的维持时间从微秒量级到秒量级。此外还有一种称为磁镜的磁约束装置，由于它可以从外界连续地补充高温核燃料，有可能达到稳态运行。而磁约束等离子体密度范围为 $10^{19}\sim10^{22}\mathrm{m^{-3}}$。其二是惯性约束方法，它是利用强功率的、空间和时间高度集中的激光束、电子束或离子束，照射到一个含有热核燃料的小靶球上，使之迅速地压缩和加热，在它们还来不及飞散之前就产生一次微型的热核爆炸。在惯性约束中，靶球是十分微小的，时间是十分短促的，空间和时间尺度分别以毫米和毫微秒计，而它所产生的高温等离子体密度却有可能比液体密度高成千上万倍。

由上述可见，各种类型的高温等离子体具有各自不同的特性。而且它们又处于异乎寻常的状态中，并经历着十分复杂的运动和变化过程。例如，它们处于异常高温、高压（或真空）和强而复杂的电磁场中，产生各种复杂的磁流体运动过程（各种波和不稳定过程等），并产生各

种形式的辐射，而且高温等离子体内部的各种成分(包括各种离子、电子、光子等)之间经历着十分复杂的粒子和能量输运过程，以及各种相互作用过程(包括等离子体粒子间、电磁波与等离子体间，以及等离子体与容器壁间的相互作用等)。要真实地了解高温等离子体内部的状态及各种运动过程，是一件很困难的事情。高温等离子体诊断的目的，就是设法利用一切可能利用的手段来对等离子体进行诊断，以图较多地了解它的内部状态，例如各种离子和电子的温度和密度、电流和电磁场等的空间和时间分布，以及各种输运、波动和不稳定性、辐射等的运动状态等等。没有这些测量数据，就无法对装置的性能作出正确的判断，也就无法对各种实验装置进行必要的改进，并进而探索新的途径。因此，各种等离子体诊断手段，是实验等离子体物理工作者的耳目，它们在受控热核聚变实验研究中起着重大的作用。

等离子体的诊断方法大体上可分为两类，一类是被动地检测从等离子体内部射出来的一切物质(包括从微波到X射线的各种频区的电磁波，逃逸的原子、电子、中子和其它的微粒子等)，以及等离子体在外部产生的磁场，从而推断高温等离子体内部的特性；另一类是主动地送入各种形式的探针，例如各种实物探针(静电探针、磁探针等)、微波探针、激光探针以及各种粒子探针等，它们深入到等离子体内部，并根据它们与等离子体相互作用的特性，来对等离子体进行诊断。这些诊断手段本身往往需要有很高的实验技巧，但是由于受到多种因素的复杂影响，它们所获得的结果却往往不是那么直接和明确，必须经过细致的分析研究，才能从中获得等离子体的内部运动状态的某些特性。所以，等离子体诊断方法本身应包括测量技术和测量结果的理论分析两方面。在这里，实验测量和理论的分析的配合是十分重要的。

由于等离子体诊断所涉及的内容和所用的技术十分广泛，而且随着科学技术的发展，诊断技术本身也会有重大的发展和变化，这样势必给诊断方法的介绍带来一定的困难。本书是在中国科技大学等离子体专业教材的基础上修改而成的。原来偏重于基础实验技术的介绍，修改中适当地增加了一些必要的诊断理论的介绍，不过有些公式的详细推导过程往往就省略了，读者如有需要，可以参阅有关的参考文献。本书所用的单位制以MKS实用制为主，有些量由于习惯而采用其它单位制时，都加以说明。书末还附有各种单位制的换算表和一些常用的物理常数及基本公式，以备参考。

由于我们水平有限，缺乏经验，错误和不足之处在所难免，诚恳地希望得到批评指正。本书曾请中国科学院等离子体物理研究所有关同志审阅，本书插图由冯秋萍同志描绘，在此一并致谢。

目　录

序言

第一章　概述 ……1

§1.1 热核研究中诊断工作概况 ……1

§1.2 实验的可靠性和误差 ……3

§1.2.1 实验的校验 ……3

§1.2.2 偶然误差和系统误差 ……4

§1.2.3 误差的计算 ……7

§1.2.4 数据处理 ……8

§1.3 分辨率 ……12

§1.3.1 被测数量的分辨率 ……12

§1.3.2 空间分辨——阿贝尔变换 ……13

§1.3.3 时间响应——傅里叶变换 ……15

§1.4 干扰与噪音 ……18

§1.4.1 干扰与噪音的来源 ……19

§1.4.2 干扰的消除——屏蔽 ……20

§1.4.3 其它消除干扰的途径 ……23

§1.4.4 噪音的抑制 ……25

参考文献 ……26

第二章　电磁探针 ……27

§2.1 静电探针 ……27

§2.1.1 工作原理 ……27

§2.1.2 静电探针方法中的几个问题 ……31

§2.2 感应式磁探针 ……36

§2.2.1 内部磁探针 ……37

§2.2.2 罗柯夫斯基线圈 ……41

§2.2.3 位移探针 ……44

§2.2.4 逆磁效应的测量 ……49

§2.2.5 磁探针测量振荡模式 ……51

参考文献 ……54

第三章　高温等离子体的辐射 ……56

§3.1 原子状态分布 ……57

§3.1.1 粒子速度分布 ……57

§3.1.2 热平衡下的状态分布 ……57

§3.1.3 各种原子过程 ……59

§3.1.4 等离子体几种简化模型 ……61

§3.2 连续光谱辐射 ……64

§3.2.1 辐射计量与辐射输运方程 ……64
§3.2.2 黑体辐射 ……67
§3.2.3 韧致辐射 ……68
§3.2.4 复合辐射 ……72
§3.3 线光谱辐射 ……73
§3.3.1 回旋辐射 ……73
§3.3.2 原子特征线辐射 ……77
§3.3.3 线光谱的展宽 ……83
§3.4 通过光谱测量进行诊断的方法 ……86
§3.4.1 由光谱绝对强度估计密度与温度 ……86
§3.4.2 由光谱相对强度测量电子温度 ……89
§3.4.3 由线谱轮廓测量离子温度和电子密度 ……91
§3.4.4 利用禁戒跃迁辐射作为诊断手段 ……93
§3.4.5 电离速率方程的应用 ……95
§3.4.6 由光谱测定杂质的成分和含量 ……97
§3.4.7 利用塞曼效应测磁场 ……97
§3.4.8 通过硬X射线测量逃逸电子 ……99
参考文献 ……100
第四章 光的测量 ……103
§4.1 高速摄影 ……104
§4.1.1 光学机械高速摄影机 ……104
§4.1.2 变象管高速摄影机 ……107
§4.1.3 高速快门 ……109
§4.2 可见光的测量 ……112
§4.2.1 照相底片 ……112
§4.2.2 光电二极管和光电倍增管 ……115
§4.3 红外光的探测 ……120
§4.3.1 红外探测器的特性参数 ……121
§4.3.2 红外探测器 ……124
§4.3.3 远红外探测器 ……129
§4.3.4 其它的红外光学元件 ……134
§4.4 紫外光的探测 ……137
§4.4.1 紫外探测器 ……138
§4.4.2 紫外光的绝对测量 ……141
§4.5 X和γ射线的探测 ……142
§4.5.1 X和γ射线的吸收和辐射电离现象 ……143
§4.5.2 气体探测器 ……146
§4.5.3 闪烁探测器 ……150
§4.5.4 半导体探测器 ……151
参考文献 ……154
第五章 光谱分析 ……156
§5.1 可见光区光谱分析 ……156

§5.1.1 光谱仪的几个重要指标……156
§5.1.2 棱镜光谱仪……158
§5.1.3 光栅光谱仪……161
§5.1.4 法布里-珀罗干涉仪 ……166
§5.2 红外光谱分析 ……169
§5.2.1 红外棱镜光谱仪……169
§5.2.2 红外光栅光谱仪……170
§5.2.3 红外法布里-珀罗干涉仪 ……171
§5.2.4 傅里叶变换谱仪……173
§5.3 紫外光谱分析 ……176
§5.4 X射线谱分析……179
§5.4.1 X射线晶体谱仪……179
§5.4.2 光子能量分析……183
§5.4.3 吸收片方法……191
§5.5 光谱定量测量中的几个问题 ……195
§5.5.1 标准光源……195
§5.5.2 光谱强度测定……198
§5.5.3 线光谱强度和轮廓的修正……201
参考文献 ……203

第一章 概 述

§1.1 热核研究中诊断工作概况

我们在序言中已经扼要地说明了受控热核研究中诊断工作的重要性和它的一些特征，在以后的讨论中基本上是按测量方法分章的。事实上每一种等离子体参数常常要由几种不同的诊断方法来测定，而一种诊断手段也可能用来测量不止一个参数。因此在具体讨论各种诊断方法之前，先给出诊断工作的概貌，这样有利于比较全面地了解各种诊断技术，同时对于今后根据实验需要选择和改进诊断方法也会有所帮助。在本章的后几节将讨论一些物理实验中的一般性问题，它们对诊断工作来说都是很重要的。

表1.1.1列出了目前磁约束热核实验研究中所着重测量的一些参数以及相应的测量手段；至于惯性约束等离子体的诊断方法将在第十章中单独介绍。

表1.1.1 等离子体各种参数的诊断途径

测量参数	测量手段
电子温度 T_e	激光汤姆逊散射、X射线谱、回旋辐射谱、离子探针、电导测量、静电探针、光谱测量
离子温度 T_i	中性粒子能谱、激光集体散射、中子产额、线光谱多普勒展宽、等离子体逆磁效应
电子密度 N_e、重粒子密度（离子密度 N_i、中性粒子密度 N_0、有效电荷 Z_{eff}）	微波或激光干涉、激光散射、中性粒子（离子）探针、静电探针、光谱测量（包括真空紫外和软X射线谱）、质谱测量、激光共振散射
等离子体电流密度 J_p（等离子磁场 B_p）分布	微波或激光法拉第旋转效应、塞曼效应（配合粒子探针）、激光散射谱的磁调制、波偏振方向的变化、重离子或中性粒子探针
电位分布 ϕ（电场 E）	重离子探针、静电探针
等离子体位置、漂移和不稳定性	对称磁探针、相关磁探针、高速照相、微波反射和散射、激光集体散射、离子探针、相关X射线测量、电流电压波形、电子回旋辐射
壁效应及能量和粒子损失	辐射卡计、粒子的质谱和能谱测量、激光共振散射、各种表面分析方法（俄歇电子能谱、特征X荧光、电子探针、离子探针、电子显微镜、核反应方法等）

由于诊断方法正在不断发展之中，所以不容易作出明确的评价。不过从目前情况看来，比较活跃的诊断方法有下面几个方面：

激光诊断方法 它表现得最活跃最有成效，这是由于激光技术迅速发展，可以获得十分强大且在空间、时间、频率和偏振方向等都可以严格控制的激光束，使它成为一个十分锐利的诊断工具。测量激光散射的光强和频谱，可判断电子密度和电子温度，并可得到满意的空间分辨和时间分辨。激光干涉，特别是亚毫米波段的干涉和全息技术的应用，是测量电子

密度的有效方法，今后随着等离子体密度的增加，它将取代微波干涉方法。利用染料激光器频率可以精细调节的特点，能选择激光频率来使气体中的某一种原子发生共振激发，再根据特征荧光测量气体成分和数量。这是一种十分灵敏的而且容易获得定量结果的好方法。利用长波激光束的散射也有可能测量离子温度及等离子体波和不稳定性。例如亚毫米波段的激光散射就有可能测量象托卡马克类型的低电子密度装置的离子温度。

粒子束探针和逃逸粒子的分析 这也是一种内容丰富的诊断途径。带电的和中性的粒子束由各种离子源产生，它们的能量和飞行方向能够用电磁场来迅速地调变。根据粒子束和等离子体中的电子和离子及电磁场的相互作用，有可能测量多种参数，而且是目前测量等离子体中电场分布的唯一方法。根据粒子束飞行轨迹来判断作用点的位置，虽然比不上激光散射那么直接明确，但是它容易进行空间扫描。粒子束还用作其它诊断的辅助手段，例如中性粒子射入等离子体后，会产生电荷交换的快速中性粒子，也会激发出特征光谱。测量中性粒子能谱就可以判断等离子体中的离子温度，而根据发光的塞曼效应，可以决定磁场大小和方向。这种类型的测量有好的空间分辨能力。测量和分析从等离子体中逃逸出来的粒子的质量和能谱，对于了解等离子体某些内部情况以及等离子体和壁的相互作用也是很有用的。

光谱测量 这虽然是一种较古老的诊断途径，但却是目前诊断工作中所不可缺少的部分。等离子体的辐射随着温度的升高逐渐趋于短波部分。真空紫外和软 X 射线谱的测量是测定等离子体内部杂质的重要途径，软 X 射线谱的测量又是测定电子温度和离子的有效电荷数的比较简便和明确的方法。利用高分辨率的晶体 X 射线谱仪，测量杂质特征谱的多普勒展宽，是测定高温等离子体离子温度的一种很有前途的方法。光谱分析也是其它一些诊断工作中必须配备的手段。例如激光散射、激光激发荧光散射、多普勒效应和塞曼效应的测量等都必须配备有光谱分析仪器。

磁探针测量 利用对称探针、正弦分布线圈以及相关探针来测量等离子体位移和磁流体不稳定性扰动模式，是有成效的。此外，还可以用磁探针测量等离子体的逆磁效应，来判断等离子体内能。这些磁探针并不需要深入到等离子体内部，而是在外部测量磁场分布，这就便于安装大量的探针，故也是一种重要的诊断途径。

等离子体与器壁表面相互作用 这方面的研究已经受到重视，除了利用很多表面物理的诊断工具外，也已发展了一些新的诊断手段。我们将在第九章中专门讨论这个问题。

微波技术 这也是诊断中一个有用的方面，微波干涉早已成为一种常规的电子密度测量方法。由于等离子体密度的提高，要求微波波长缩短，因而它将和激光衔接起来，在亚毫米波段常常是微波技术和激光技术渗合使用。其它如电子回旋辐射也在微波波段，它将传递不少等离子体性能的信息，例如电子温度、电子密度、磁场强度和方向以及电子温度起伏和不稳定性等。微波在有磁场的等离子体中还会因偏振方向和传播方向的不同而有不同的传播特性。这些都可以提供一些诊断途径。微波散射和亚毫米波散射是测量等离子体不稳定性的重要方法。

中子测量 中子是聚变反应的直接表现。虽然在目前研究性的装置中，中子数量不多或根本没有，中子物理学还没有多大意义，但是随着日益接近反应堆的建立，中子测量将越来越成为重要的诊断途径，中子物理学的研究也会成为重要的研究课题。

在这里我们还需指出，目前的诊断工作对于受控热核研究说来还显得不够。例如对离

子温度 T_i 和等离子体电流密度分布这两个重要参数来说，在表 1.1.1 中虽然列出了几种诊断方法，但实际上其结果还不能令人满意。T_i 的几种测量方法都还有一些困难，难以绘出空间分布的数值。至于电流密度分布至今还没有给出正式的可靠数据。其它如杂质的空间分布、等离子体的波动和不稳定性等的测量，也有待于进一步研究，发展新的测量和分析方法。

还需指出，随着研究工作的深入，以及随着装置的规模日益增大，建造周期增加，运转费也急剧上升，这就希望在一次放电中获得尽可能多的数据。因此，诊断设备中都需配有大量的数据采集和处理设备。测量结果最终不外乎表现为光信号或电信号。光信号可用照相底片记录，它有极好的空间分辨能力并有极大的存储量，快速照相技术也有时间分辨能力；而电信号的记录，在电子计算机技术中已经发展了多种多样的数字化和储存系统。至于数据处理就主要借助于电子计算机了。光信号和电信号可以互相转换，由于照相底片灵敏度较低，定量测量也较困难，所以常常倾向于采用光电器件将它转变为电信号，然后记录。但是对于快速过程来说却常常需要将电信号转变为光信号，再观察或记录。例如，电子示波器就起这个作用，尤其是存储示波器，可以将快速电信号加以存储，然后以慢速度在荧光屏上显示，对于快速和单次过程的测量是十分有用的。本书中将介绍一些光的测量和快速照相技术，至于电子仪器和电子计算机虽然是诊断工作中不可缺少的组成部分，但由于内容很多，只能由专门课程来讨论。

系统地介绍高温等离子体诊断技术的几种书刊已列于本章末的参考文献[1～9]，此外各届国际和欧洲举行的受控热核反应和等离子体会议的文集中也汇集了不少有关诊断方法的资料，可以参考。

§1.2 实验的可靠性和误差[10～20]

§1.2.1 实验的校验

一个实验所得到的结果是否可靠，以及能否达到所要求的精度，应当在实验的始终都要加以特别的注意。在实验提出和开始设计时，应尽可能对实验的目的和所需的仪器、部件及其相互配合的精度和稳定性等指标，提出必要的和合理的要求。对于已有的仪器和部件，应尽可能加以一一校验。如果有些部件达不到要求或没有把握时，就应当设法在实验进程中加以监测，随时进行校正或随后加以修正。这些准备工作往往不是轻而易举的。当然也应当指出，并不是所有的要求和实际可能达到的指标都能够预先知道，而是需要在实验的进程中逐渐明确和逐步加以测定。总之，在实验中应始终注意到可靠性和误差问题，随时进行校核，做到胸中有数。这是实验成败和优劣的关键。

一个测量数据或一个实验结果是否可以信赖的基本条件是它的可重复性，也就是说在同样条件下重复测量，应当可以得到同样的结果。重复测量可以发现和消除或减少某些偶然性误差，有时就根据重复测量结果的分歧来计算实验的误差。原则上讲，不允许由单次实验或少数几次实验就做出结论。重复测量是检验实验的可靠性的基本方法。

可重复性是实验可靠的必要条件，但还不是充分条件。有一些假象或干扰也可以有重复性，某些仪器的偏差或者理论分析的错误等也不是单纯的重复实验所能够发现的。实验工作者最乐意采用并且十分有效的校核方法，就是利用一些标准设备来进行对比测量。这种标准设备或者可以代替被测对象或者是另一种测量设备。例如在校正线圈式磁探针时，

如果有一个标准磁场或另一个标准的磁探针，自然就能够通过对比测量进行校核。下面我们还将指出，对比测量可以消除仪器中的一些偏差和未知因素，容易得到高的精度和绝对数值。所以精确的和高稳定的标准器件或物理量，对于实验工作者说来，是十分宝贵的。有时候它们虽然不能用作直接校正，也还可以借助一些已经确立的关系而进行间接的校正。我们应当充分利用这些标准，以它们作为基础，来建立精确可靠的实验测量。

在情况比较复杂或者发生某些疑问的时候，要善于将条件简化，将各个因素的效应分离开来，以便找出问题和验证所测结果。有时候作一些模拟实验是很有效的。例如，在用对称的磁探针测量等离子体位置时，可以用一根通过电流的导线来代替等离子体电流。导线的位置比较容易测定和变更，于是就易于校核所测结果。模拟实验和真实情况毕竟有所差异，因而有些实验工作者不敢大胆使用。其实由于模拟实验简化了某些条件，便于实行，也便于定量计算，如果使用得法，充分考虑到各种因素后，就会大大提高实验精度和加快实验的进程。

除了单纯的重复实验外，我们还可以有意识地改变某些条件，再作重复实验。最常用和最简单的条件改变，就是将被测的量干脆取消。例如，在测量等离子体的某些效应时，可以在装置不充气的情况下作放电测量。由于等离子体密度近于零，它的效应也应当接近于零。如果测量中还表现出某些剩余效应，它就必然是假象或干扰。用这种办法来鉴别有效讯号的方法是十分有用的。如果有可能将被测的量作某种定量变更，就可校验测量中的一些指标。例如，输出和输入间的线性关系、分辨能力、时间响应等。如果它们符合于应有的规律，自然也就增加了实验的可靠程度。对于一些不稳定或没有把握的因素，例如电源或光源的波动、温度及湿度的变化、材料的纯度等，也可以有意识地加以变更，进行实验。如果它们确实对实验结果有影响，就应当加以控制或加以监测。

获得实验结果以后，还应当和国内外其他人的同样的或类似的结果以及理论计算结果进行核对。我们既要尊重别人的工作，也不可盲目信从。一般说来，一个比较复杂的新实验方法或实验结果，都需要经过几个实验室的反复验证，才能确认。

§1.2.2 偶然误差和系统误差

实验误差是实验结果可靠性的一种定量表示，实验工作者应当力争对自己的实验结果可能存在的误差作出合理的估算。在分析误差时，可以将误差分为两类：偶然误差和系统误差。它们具有不同的特性，需要用不同的方法处理。

偶然误差是指在各种已知条件保持恒定的情况下，重复实验，其测量结果表现出来的差异。这是由于各种不可控制的因素引起的，它可能是被测对象本身的起伏，也可能是测量过程中引入的起伏。实验条件控制得越严格，越细致，实验差异将越小，偶然误差也会减小。但是客观物体必然具有一定的统计特性，它是无法消除的，往往成为精密测量的误差的极限。例如，在一定温度下作热运动的分子的动能、一定能量的光子在气体中产生原子电离的次数、稳定的微弱电流每个瞬间通过某一横截面的电子数目等等，都必然有一定的统计起伏。这种统计性有一个特性，就是当我们进行多次取样重复测量时，所得结果的平均值将趋向一个常数，称之为真值。在真值附近数值出现的几率最大；而偏离真值越大的数值出现的几率将越小，并一般符合于所谓正则分布，也叫做高斯分布：

$$P(x)dx=\frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{(x-a)^2}{2\sigma_0^2}\right]dx, \tag{1.2.1}$$

式中 $P(x)dx$ 代表测量数值在 x 和 $x+dx$ 区间内的几率，常数 a 和 σ_0 分别为

$$a=\lim_{n\to\infty}\frac{\sum_{i=1}^{n}a_i}{n}; \tag{1.2.2}$$

$$\sigma_0=\lim_{n\to\infty}\left[\frac{\sum_{i=1}^{n}(a_i-a)^2}{n}\right]^{1/2}, \tag{1.2.3}$$

其中 a_i 代表第 i 次测量的数值；n 代表测量次数；a 就是上述真值；σ_0 表示测量值的离散程度，称为单次测量的标准误差。图 1.2.1 画出了在 $\frac{\sigma_0}{a}=5\%$，10%，20% 情况下的高斯分布曲线。一次测量的数值在 $a\pm\Delta$ 内的几率为

$$P_\Delta=\frac{1}{\sigma_0\sqrt{2\pi}}\int_{a-\Delta}^{a+\Delta}\exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\sigma_0^2}\right)dx。 \tag{1.2.4}$$

这个积分不能用初等函数表示，常称为拉普拉斯函数或误差函数，可以从数学表中查出。表 1.2.1 中给出几种 Δ 值所相应的 P_Δ 值。

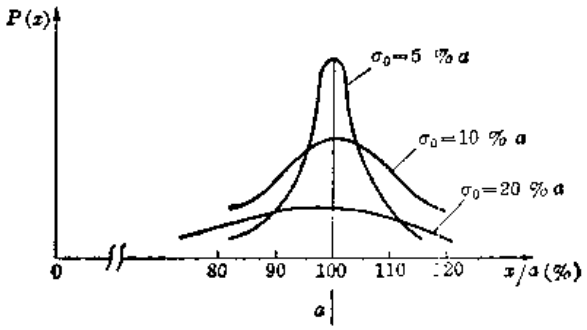


图 **1.2.1** 高斯分布

表 **1.2.1** 误差函数值

$\frac{\Delta}{\sigma_0}$	0	0.5	0.6745	1	2	3
P_Δ	0	0.383	0.500	0.683	0.954	0.997

高斯曲线的半高全宽度 $\Delta_{\frac{1}{2}}$ 为

$$\Delta_{\frac{1}{2}}=2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma_0\simeq 2.36\sigma_0。 \tag{1.2.5}$$

实际上，测量次数 n 只能是有限的，我们并不能真正求得 a 和 σ_0。如果我们仍用算术平均值 $\bar{a}$ 代表测量值，则标准误差公式应修改为

$$\sigma^2=\frac{\sum_{i=1}^{n}(a_i-\bar{a})^2}{n-1}。 \tag{1.2.6}$$

至于 n 次测量的平均值本身的标准误差 σ_n，可以根据概率计算求得

$$\sigma_n=\left[\frac{\sum_{i=1}^{n}(a_i-\bar{a})^2}{n(n-1)}\right]^{1/2}=\frac{\sigma}{\sqrt{n}}。 \tag{1.2.7}$$

这样，我们的测量结果就可以写为：$\bar{a}\pm\sigma_n$。

在什么条件下实验结果符合于上述正则分布的统计规律呢？这是一个不容易精确回答的问题，下面我们举一个比较简单明确的典型例子来加以说明。设有 N_0 个个体，它们在一定时间内各自都有发生某一事件的几率，并假定这个几率 p 是彼此独立无关而又相等的。放射性同位素中原子核的蜕变，稀薄等离子体中原子的辐射等就是这种情况。在这种情况下，在该时间内有 N 个事件发生的几率为

$$P(N)=\frac{N_0!}{N!(N_0-N)!}p^Nq^{(N_0-N)}, \tag{1.2.8}$$

式中 $q=1-p$ 为不发生事件的几率。(1.2.8)式正是二项式$(p+q)^{N_0}$展开式中的第 N 项，因此称之为二项式分布。当 $p\ll1$, $N_0\gg N$ 时，(1.2.8)式可近似为

$$P(N)\simeq\frac{N_0^N}{N!}p^N(1-p)^{(N_0-N)}\simeq\frac{(pN_0)^N}{N!}\exp[-p(N_0-N)]$$
$$\simeq\frac{(\bar{N})^N}{N!}\exp(-\bar{N})。\tag{1.2.9}$$

上式称为泊松分布，式中 $N=pN_0$。当 $\bar{N}\gg1$ 时，令 $\Delta=N-\bar{N}$，则上式又可写为

$$P(N)=P(\bar{N}+\Delta)=\frac{(\bar{N})^{(\bar{N}+\Delta)}}{(\bar{N}+\Delta)!}\exp(-\bar{N})$$
$$=\frac{(\bar{N})^{\bar{N}}}{\bar{N}!}\exp(-\bar{N})\left\{\frac{\bar{N}}{\bar{N}+1}\cdot\frac{\bar{N}}{N+2}\cdots\cdot\frac{\bar{N}}{\bar{N}+\Delta}\right\}$$
$$=P(\bar{N})\left\{\frac{1}{1+1/\bar{N}}\cdot\frac{1}{1+2/N}\cdots\cdot\frac{1}{1+\Delta/\bar{N}}\right\}$$
$$=P(\bar{N})\left\{\exp\left[-\left(\frac{1}{\bar{N}}+\frac{2}{N}+\cdots+\frac{\Delta}{\bar{N}}\right)\right]\right\}\simeq\frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}}\exp\left[-\left(\frac{\Delta^2}{2\bar{N}}\right)\right],\tag{1.2.10}$$

这就是高斯分布。与(1.2.1)式相比，得

$$\sigma_0=\sqrt{\bar{N}}\simeq\sqrt{N},\tag{1.2.11}$$

而相对误差则为

$$\delta=\frac{\sigma_0}{N}=\frac{1}{\sqrt{N}}。\tag{1.2.12}$$

在近代物理实验中，常用计数方法来测量微粒子的数量，这样，就可以利用上面两式来决定它的统计误差。计数总数 N 越大，相对误差就可以越小。当 N 值较小(例如小于 10)时，就应当采用泊松分布，它在 $\bar{N}$ 两侧的分布是不对称的，使用起来不方便。

由此可见，这种类型的偶然误差是可以估算的，也可以通过多次重复测量来减小它的数值。它们虽然称为偶然误差，但是它不应当包括一些由于特殊的真正偶然的原因而产生的偏差，例如，读数或计算的错误、仪器失灵、电源突然变动等等。这类误差称为过失误差，必须尽量避免，事实上，也是可以避免的。如果在实验中还出现少量的远超过统计误差的数据时，则可以加以删除。不过这样做应当慎重，最好找出它们的过失原因，否则需要多次重复验证。

偶然误差虽然基本上服从或近似服从于上述统计规律，但是也有一些实验结果的离散值并不符合这样的统计规律。例如某些不稳定因素，像市电电源的波动、环境温度的变化等，所引起的实验结果的变动就不一定符合于正则分布。拿环境温度来说，它与测量所在的地区、季节、时刻有关，在较短的测量时间内并没有一定的统计规律。如果这一类型的不稳定因素不能够或者不打算加以稳定控制的话，最好能够测量出它们的修正量，例如温度每变化一度的修正量等。在实验过程中监测这些因素，就可以对结果加以修正或估计其可能产生的误差。如果这样也做不到，就只好在实际可能碰到的各种条件下，作大量重复实验，观察它们的偏差情况。在这种情况下用最大可能的偏差作为实验误差比较妥当。

现在我们来分析系统误差。这种误差是由于测量过程中的某些确定的因素而使测量结果和被测的量之间产生偏差。例如，用光电管测量入射光强时存在暗电流的本底，在计数粒子束时，由于探头失效时间而使计数损失，在测量粒子能谱时探头的不同灵敏度使能谱畸

变，仪器刻度的不准，读数方法不正确，理论考虑不周到等等。它们的特点是并不表现在测量结果的离散上，可能测量值是很一致的，但是却和真实的数值不相等。所以，这种误差不能由重复实验来发现和消除，是实验工作中应当特别注意避免的。如果我们用某些校核方法，发现或测定了某一系统误差，就应当修正实验条件或引入一定的修正项来消除这种误差。对于一些无法校正的系统误差，应当尽量估计它的最大可能范围，在实验结果中加以说明。在一定的实验条件下系统误差的修正项是固定不变的，我们可以利用这个特性，在一些相对测量中自动消除或减小它们，这一点我们在下面还会讨论。

§1.2.3 误差的计算

在实验中我们经常碰到，一个实验结果是由一个或几个测量数据经过一定的数学运算才能获得。每个测量数据都有自己的误差，这就需要根据这些测量值误差来求出结果的误差。

我们先来讨论两个独立测量值 A 和 B 的四则运算，两个以上的独立测量值的四则运算可以由此类推。用 Δ 表示绝对误差值，δ 表示相对误差值。对于偶然误差，四则运算的结果如表 1.2.2。其中第 II 栏适用于接近正则分布的统计性误差，它用标准误差来表示，可以从概率计算求出；第 I 栏用于非统计性误差，即用最大可能偏差作为其实验误差。

表 1.2.2 四则运算的误差

		$A+B$	$A-B$	$A\times B$	$A\div B$
I	Δ	$\Delta_A+\Delta_B$	$\Delta_A+\Delta_B$	$B\Delta_A+A\Delta_B$	$(B\Delta_A+A\Delta_B)/B^2$
	δ	$\dfrac{\Delta_A+\Delta_B}{A+B}$	$\dfrac{\Delta_A+\Delta_B}{A-B}$	$\delta_A+\delta_B$	$\delta_A+\delta_B$
II	Δ	$[\Delta_A^2+\Delta_B^2]^{1/2}$	$[\Delta_A^2+\Delta_B^2]^{1/2}$	$[(B\Delta_A)^2+(A\Delta_B)^2]^{1/2}$	$[(B\Delta_A)^2+(A\Delta_B)^2]^{1/2}/B^2$
	δ	$\dfrac{[\Delta_A^2+\Delta_B^2]^{1/2}}{A+B}$	$\dfrac{[\Delta_A^2+\Delta_B^2]^{1/2}}{A-B}$	$[\delta_A^2+\delta_B^2]^{1/2}$	$[\delta_A^2+\delta_B^2]^{1/2}$

从这个表中可以看出下面几个特点。加减法运算中结果的误差是绝对误差相加，因此对其中数值较小的量的相对误差要求可以降低一些；乘除法的总误差是相对误差相加，因此总误差主要决定于测量精度较低的因子，单独提高个别因子的精度是没有意义的。加法运算后，绝对误差会有所增加，但相对误差可能下降。对子统计性误差，当两个数的大小和误差相接近时，相加后的相对误差会有明显下降，这和前述的重复实验可以降低相对误差的结论是一致的。对子减法来说，情况就大不相同，相减后相对误差必然增加。当两数相接近时，相对误差可能增加得很厉害。这是实验工作者所应当特别注意避免的。不过下面将指出，利用减法来减小系统误差是一个很好的办法。乘除运算中每增加一个因子，都会使相对误差增加一些，而一个相对误差特大的因子的加入，会使整个测量精度大大变坏。

系统误差的情况就不一样了。上面说过，系统误差不表现在实验结果的离散上，所以在实验不是根本错误的情况下，从实验结果加以一定的修正后，可以得到真实的结果。这种修正可以是各种各样的，就简单情况来说，主要表现为下面两种形式：

$$A_0=A+F, \tag{1.2.13}$$

$$A_0=A(1+f), \tag{1.2.14}$$

式中 A 代表实验值，A_0 代表真实值。而 (1.2.13) 式中的 F 代表一个与 A 无关的改正值，例如电表的零点偏移、光电管的暗电流、粒子探测器的宇宙射线本底等都属于这个类型；(1.2.14)式中则存在一个与 A 成比例的改正值 Af，例如直尺由于热膨胀引起的刻度的变动、电表满刻度量程校准的偏差、探测器探测效率、透镜的透光度等的修正都属于这种类型。显然第一种类型的修正项可以通过减法加以消除；而第二种类型修正项可以通过除法消除。当两个数接近时，第二种修正项的绝对值也可以应用减法而大大减小。这一点可从用米尺来测量物体长度的一个简单例子中看出。米尺可能由于端点磨损而引起偏差(第一类修正)，也可能由于材料收缩而使每个刻度缩短(第二类修正)。如果用它来测量 A 和 B 两物体长度之差，在操作方法一致时，端点的影响将自动消除，收缩的影响虽然不能消除，但它在差值中引起的绝对误差也可以减小。例如，B 是标准的一米长度，A 比 B 短一厘米，米尺收缩率为百分之一。由于收缩对差值 1 厘米的影响仅为 0.1 毫米，因此 A 的长度可由 B 长度减去差值求得，它比单独用米尺测量 A 的长度要精确可靠得多。再有，在光谱测量中，需要用各种修正因子，例如收集光的立体角、透镜的透光率、探测器的效率等等。它们都属于第二类的修正，而且都是难以精确测定的。但是如果我们测量同一光源的相邻光谱线强度的比值，或不同光源的同一光谱线的强度比值时，这些因素就自动消除。如果其中一个光谱线的绝对强度是已知的，那么通过测量出的比值就可以求出另一个光谱线的绝对强度。这种相对测量方法可以大大简化测量步骤，并能提高测量精度和可靠性，是实验工作者十分乐于采用的。不过必须注意到，在作相对测量中，一定要保证测量条件不变，使修正项一致。此外，在减法中对于偶然误差不但不能消除，而且正如前面已经指出的，差值的相对误差会大大增加。

一个实验数据 A，如果要作各种函数运算，例如 $\sin A$、$\log A$、$\exp A$、A^n 等，其结果的误差可以根据微商的计算近似求出：

函数 $$F(A),$$

误差

$$\Delta F = \frac{dF}{dA}\Delta_A。 \tag{1.2.15}$$

两个或两个以上数据的函数的误差，也可以由偏微商近似求出：

函数 $$F(A, B),$$

误差

$$\Delta F = \frac{\partial F}{\partial A}\Delta_A + \frac{\partial F}{\partial B}\Delta_B。 \tag{1.2.16}$$

对于统计性误差，可以改写为

$$\Delta F = \left[\left(\frac{\partial F}{\partial A}\Delta_A\right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial B}\Delta_B\right)^2\right]^{1/2}。 \tag{1.2.17}$$

这里应当指出，只有当 A 和 B 是互相独立无关地进行测量而得到的数值时，才能应用上式。

§1.2.4 数据处理

我们知道，现代物理实验常常要化费很大人力物力，而且所得数据也越来越繁杂。因此，数据处理工作显得特别重要，而且工作量也很大。目前比较大型的实验往往配备有电子计算机，以收集、存贮测量数据，并及时进行处理。不管什么情况，每做完一次实验后，都应将实验结果及时处理，检验其真伪和质量的优劣，这样可以及时对实验进行改正或修正。下

面谈几点有关数据处理的一般性问题。

关于一个或几个数据要通过一定的数学运算程序来得到结果，这是一个纯粹的数学问题，它的误差求法，前面也已经讨论过，这里不再重复。现在讨论两个或更多的相互依赖的物理量，进行一系列一一对应的测量而得到的数据的处理问题。其目的或者是验证某种理论推断的函数关系，从而求出某些参数值；或者通过实验来求出它们之间的函数关系。不管哪种情况，图示办法是很有效和常常被采用的一种方法。在以后全书的讨论中，将经常用图示方法来表示两个或更多物理量之间的函数关系。为此，我们先讨论图示方法。

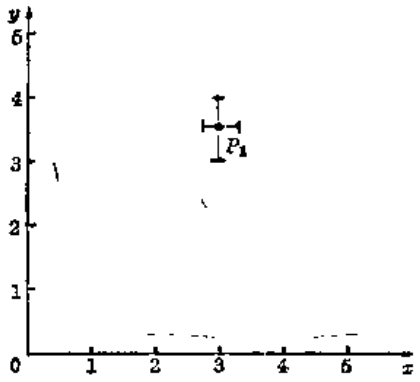


图 1.2.2 线性坐标的误差表示

在实验数据的作图中，绝大多数是采用直角坐标系，只有少数采用极坐标系。将两个测量的物理量的对应值分别作为 x 坐标和 y 坐标，从而得出一一对应的实验点。每个测量值的误差可以用短线表示。例如图 1.2.2 中 P_1 点就表示 $x=3\pm0.3$ 和 $y=3.5\pm0.5$ 一对坐标值。所测量的物理量的数值 A 和坐标距离 x(或 y)之间的关系，通常采用线性关系或对数关系，即

$$x=kA;\ x=k(A-A_0) \tag{1.2.18}$$

或

$$x=k\log\frac{A}{A_0}, \tag{1.2.19}$$

其中 A_0 为原点处 A 的数值，k 为比例系数。要选择 k 和 A_0 数值，使得实验数据处于适当地位，不要超越图，又不要偏缩一方，使图形清晰和有较高精度。线性坐标中被测量的大小的表现与直观感觉一致，看起来比较清楚。但是这有一个缺点，就是作图的精度在不同部位是不一样的。例如在图 1.2.2 中，画出的点的坐标的绝对误差很难小于 ±0.1 毫米。因此在 10 厘米处，实验点坐标画起来精确程度可达 0.1～0.2%，而在 1 厘米时将大于 1%，在 1 毫米处就必然大于 10%。我们当然不希望因为作图而增加实验误差，因此线性坐标的实用范围难以超过两个数量级。对数坐标情况就不一样，我们将(1.2.19)式微分得

$$dx=\frac{k}{\ln 10}\frac{dA}{A}。 \tag{1.2.20}$$

由此可见，A 量的作图的相对误差，在图的各个部位是一样的。如果我们要在 10 厘米范围画出两个数量级，代入(1.2.19)式，得 $k=5$ 厘米。仍令 $dx=0.1$ 毫米，得

$$\frac{dA}{A}=\frac{0.23}{50}\simeq0.5\%。$$

如果在 10 厘米内要画出四个数量级，则作图精度 $\simeq1\%$。因此，当测量数值的上下限比值很大，而且在小数值处仍有重要图形时，采用对数坐标是有利的。

在坐标图上作出了一系列实验点，就应当把它们用一根直线或曲线贯穿起来。画线的一个重要原则，就是使线尽可能平滑和不超出各个实验点的误差范围。画光滑曲线可以类似于求平均值，以此来减小实验的偶然误差；也可以根据曲线得到实验点之间或适当外延处的对应关系。通过画出平滑线也可以发现个别的偏离曲线过远的异常点。碰到异常点就应当检查实验过程，查对记录及计算中有无过错。如果没有错误，最好更细致地重复实验。如

果重复实验仍然出现此现象，就更值得注意，应当深入分析。近代物理中，由于谐振等原因，常常会在测量数据之间发现非常复杂和尖锐变化的相应关系。例如在图 1.2.3 中画出一个用 NaI(Tl) 闪烁计数器测量 Co^{60} γ 源的能谱数据。这是一个久经重复的图形，其中两个光电峰代表 Co^{60} 源的两种能量(1.17 和 1.33 MeV)的 γ 射线。虽然图形有复杂结构，我们仍然应当尽量画成光滑曲线。

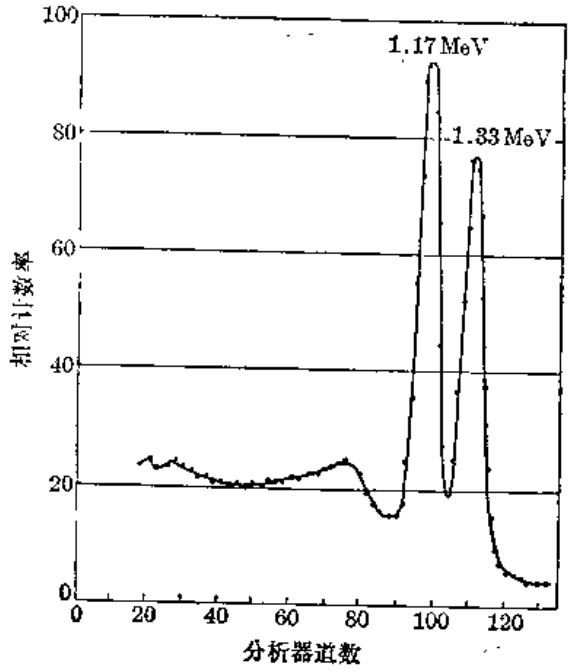


图 1.2.3 Co^{60} γ 能谱

如果变数不止两个，一般就画成多根曲线，或分幅图形。如三个变数时，令其中一个变数作为参变数画出在此参变数保持在不同恒量下的其它两个变数之间的关系曲线。例如图 1.2.1 中就是以 σ 值为参变数，画出的三根曲线。也可以在平面上画出三维图形，例如，若干 x 与 y 变量间的函数关系曲线的原点，沿另一直线按参变数 z 作相应移动，看起来就如同立体图象。目前计算机处理数据就常常在显示屏上直接显示这种三维图形。在作图中为了使图形简化或使它具有更普遍意义，还常常将测量值通过一定的变换后，再作为坐标值。最简单和通用的变换就是采用相对数值。例如在(1.2.1)式中可以令：

$$y=\frac{x-a}{\sigma},\ P(y)=\sigma_0 P(x)。$$

则几率分布公式为

$$P(y)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)。\tag{1.2.21}$$

这样，就可以将图 1.2.1 中的一系列曲线概括为一根曲线，如图 1.2.4。

作出实验图形后，还常常需要作进一步分析。对于一些复杂图形，常常根据图形找出它的一些特征数值。例如在图 1.2.3 中可以找出光电峰的峰值位置、峰的宽度、峰的高度、两峰间谷点的高度(或峰谷比值)、本底高度、峰的面积(峰处总计数)等等，它们都有一定的物理意义。我们现在转而讨论如何根据实验数据来求出它们之间函数关系的解析式的问题。实验结果的图示虽然有一目了然的优点，但是它的精度有限，如果能找出解析式，精度就不受作图的限制，也便于进一步分析和运算。

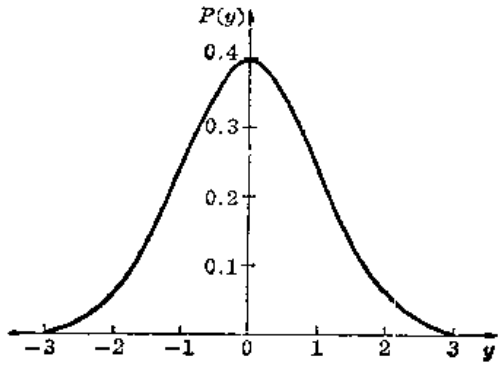


图 1.2.4 归一化高斯分布

通过作图求解析式的最简单情况，是实验图形呈直线的情况，它的解析式是

$$y=m(x-x_0)。\tag{1.2.22}$$

如果将直线画出，自然就立刻求出其中的两个未知常数 m 和 x_0。在画直线时应当照顾到全

部实验点，使直线尽可能穿过所有实验点的误差范围，并使直线两侧有近于同样数目的实验点，如图 1.2.5 所示。对于某些不是直线关系的情形，也可以通过一些变换来转变为直线关系。最常见的两类方程式为

$$y=kb^{nx}, \tag{1.2.23}$$

$$y=kx^n。 \tag{1.2.24}$$

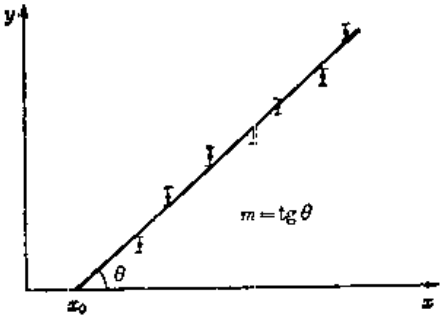


图 1.2.5 线性关系作图

将此二式两边取对数得

$$\log y=\log k+(n\log b)x, \tag{1.2.23'}$$

$$\log y=\log k+n\log x。 \tag{1.2.24'}$$

在第一式中 y 取对数坐标，x 取线性坐标，即所谓半对数坐标系；在第二式中 x 和 y 都取对数坐标，关系式都转变成线性形式，实验点应处于直线上。通过画出直线就可以求出它们的解析式。也还有通过更复杂的转换来得到线性关系的情况，这里就不列举了。

用作图方法求直线方程式是十分简便的，但是它的精度有限，而且碰到比较复杂的方程式也就显得很困难了。因此就希望用解析方法来求最佳方程式。所谓最佳就是按此方程式画出的直线或曲线与实验点的偏离程度最小。如何估计偏离程度，这应当是各个实验点与计算所得线的偏差的总和。根据误差求和公式，可写成

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}(\bar{y}_i-y_i)^2, \tag{1.2.25}$$

式中 y_i 是与 x_i 对应的实验值，$\bar{y}_i$ 则是根据方程式求出的相应值，χ^2 就代表偏离程度，最佳方程式应当使 χ^2 为极小。式(1.2.25)中各个实验点是平等看待的，如果各个实验点具有不同的误差，就不应当平等看待，误差越小的实验点，越应当受到重视。所以式中每一项应加一个权重 g_i。根据概率分析，$g_i=\dfrac{1}{\Delta_i^2}$，$\Delta_i$ 是 y_i 的绝对误差值。于是式(1.2.25)可改写为

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}\frac{(\bar{y}_i-y_i)^2}{\Delta_i^2}。$$

如果我们已知实验结果应当符合某一方程式，但是方程式中包含有 a_1, …, a_l 等 l 个未知待定参数，则这就可以得到

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial\chi^2}{\partial a_1}&=0,\\ &\vdots\\ \frac{\partial\chi^2}{\partial a_l}&=0\end{aligned}\right\} \tag{1.2.26}$$

的 l 个方程式。解此方程式，求出 a_1, …, a_l, 就得到最佳方程式。当然究竟用什么样方程式去适合这些实验点，还应当根据图形和理论来考虑。

我们仍以直线方程为例，这可写成

$$\bar{y}_i=mx_i+b;$$

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}\frac{(mx_i+b-y_i)^2}{\Delta y_i^2},$$

根据

$$\frac{\partial\chi^2}{\partial m}=0 \quad 和 \quad \frac{\partial\chi^2}{\partial b}=0,$$

可以求得

$$\left.\begin{aligned} m&=\frac{\left(\Sigma\frac{x_iy_i}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{1}{\Delta y_i^2}\right)-\left(\Sigma\frac{y_i}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{x_i}{\Delta y_i^2}\right)}{\left(\Sigma\frac{x_i^2}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{1}{\Delta y_i^2}\right)-\left(\Sigma\frac{x_i}{\Delta y_i^2}\right)^2},\\ b&=\frac{\left(\Sigma\frac{x_i^2}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{y_i}{\Delta y_i^2}\right)-\left(\Sigma\frac{x_iy_i}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{x_i}{\Delta y_i^2}\right)}{\left(\Sigma\frac{x_i^2}{\Delta y_i^2}\right)\left(\Sigma\frac{1}{\Delta y_i^2}\right)-\left(\Sigma\frac{x_i}{\Delta y_i^2}\right)^2}。\end{aligned}\right\}\tag{1.2.27}$$

如果实验中不但 y_i 有误差，x_i 也有误差 $\pm\Delta x_i$，那么式中 Δy_i^2 应改为

$$\Delta_i^2=\Delta y_i^2+\left(\frac{dy}{dx}\Delta x_i\right)^2=\Delta y_i^2+m^2(\Delta x_i)^2。\tag{1.2.28}$$

采用最小二乘法求最佳方程式，自然是最合理最精确的，不过计算手续十分繁复。现在由于电子计算机的迅速发展，这种方法就越来越普遍地应用了。

§1.3 分 辨 率

§1.3.1 被测数量的分辨率

在物理实验中还常常用分辨率这个概念来说明测量的精确程度。也就是说，被测的数量之间至少相差多大程度，才能通过测量加以区别或鉴别出来。除了要知道被测的量在数值上被分辨的能力外，我们还常常需要判断这个被测的量属于空间那一个范围和时间上那一个区间。目前受控装置中等离子体的各种参数都是随时间迅速变化的，空间分布也是不均匀的，所以测量中的时间分辨和空间分辨问题也是很值得重视的，这将在下两节中讨论。

测量中的分辨率自然与测量误差有关，两个量的差别如果在误差范围之内，自然就难以鉴别。不过要注意到，分辨率主要与偶然误差有关，但可以与系统误差无关，这是因为系统误差对于相邻量的测量之差影响较小，这在前面已经有过说明。现在以粒子束的能谱仪为例，当仪器指示到 E_0 值时，它的输出应当反映出能量在 E_0 附近一个区间内的粒子数目。这个区间越稳定越窄，仪器的测量也越精细，分辨率越高。仪器的分辨能力可以用一个所谓窗口函数 $g(E_0,\ \Delta E)$ 来表示，它代表当粒子能量与仪器指示值 E_0 相差 ΔE 时仪器的相对灵敏度。如果粒子束的能谱为 $f(E)$，那么仪器输出信号为

$$S(E_0)=\eta(E_0)\int_0^\infty f(E)g(E_0,\ \Delta E)dE,\ \Delta E=E-E_0,\tag{1.3.1}$$

其中 $\eta(E_0)$ 为 $\Delta E=0$ 时仪器的绝对灵敏度。为了测定 g 函数的形式，最好采用单能粒子束，也就是 $f(E)$ 的宽度远小于 g 的宽度的粒子束。如果粒子束能量为 E_0'，数值为 n，那么测量结果就表示 $n\eta g(E_0,\ E_0'-E_0)$ 的数值。改变 E_0 或 E_0' 就可以测量出窗口函数。最简单的窗口函数的形式是矩形，即

$$g(E_0,\ \Delta E)=\begin{cases}1, & 当\ |\Delta E|\leqslant\delta,\\ 0, & 当\ |\Delta E|>\delta,\end{cases}$$

在这种情况下，如果粒子束具有两种能量 E_1 和 E_2，并且差值大于 2δ 时，测量结果将表现为两个分离的矩形，如图 1.3.1*a*。也就是说它们能被仪器所鉴别出来。反之，如果差值小于 2δ，两者就互相衔接而难于区分了。窗口函数不一定是矩形，通常用函数的半高全宽度 ΔE_T 作为分辨的极限距离。图 1.3.1*b* 表示窗口函数接近于正则分布（虚线），并且还表示了两种粒子的能量差正好等于 ΔE_T 数量级时的测量结果（实线），可见它们差不多是刚能分

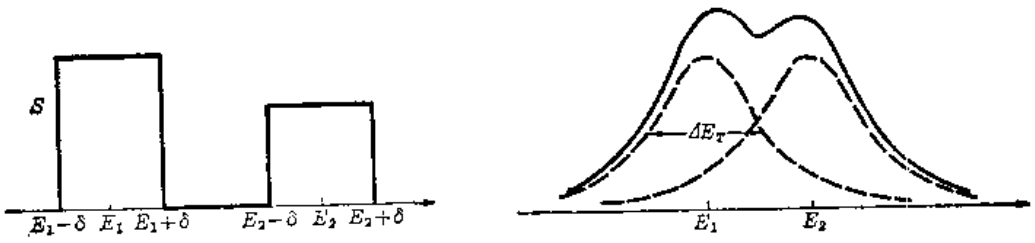


图 **1.3.1** 分析仪器的窗口函数及可分辨极限

辨开来。所以，常常用 $\Delta E_T/E$ 作为仪器的分辨率。

为了测量 $f(E)$ 函数的细致形状，就要求 g 函数宽度比 $f(E)$ 函数的定义区间小很多，这样测量的结果才能真实反映 $f(E)$ 的形式。如果两者宽度相接近，则除了少数特殊函数外，就需要复杂的数值分析了。

§1.3.2 空间分辨——阿贝尔变换[21~27]

在高温等离子体诊断中要得到空间分辨是比较困难的。这是因为等离子体温度如此之高，以致无法将探头深入到等离子体内部，而只能在外部测量从等离子体内部发射出的电磁波或逃逸粒子，至于用电磁波或粒子束作为探针，也只能在外部测量它们的透射、散射或反射的信号。当然这样也有可能得到空间分辨的，例如在著名的激光散射诊断中，入射激光的方向与观察方向的交点就代表所测量的散射点。有时候也可以先测得或计算出某一参数的空间分布，如果另一个事件是与该参数值有关的话，则就可以推知该事件发生的部位。例如电子回旋辐射频率是与磁场强度有关，如果磁场分布已知，那么根据回旋辐射的频率，可以推知它发生的位置。

我们现在主要讨论另一种情况，就是如果只知道某一等离子体参数沿穿过等离子体某一直线的平均值或积分值时，有没有可能推算该参数的空间分布。在等离子体诊断中常常出现这种情况，例如在微波干涉实验中，我们只能根据微波穿过等离子体所引起的总的相位变化，来求得沿微波路程上等离子体的电子密度的线积分；在等离子体辐射的测量中所得到的也是沿观察方向的线积分值。对于具有轴对称分布，即柱形分布的参数，可以根据阿贝尔变换，由沿弦的积分量求得径向分布。现在就来介绍这种方法。

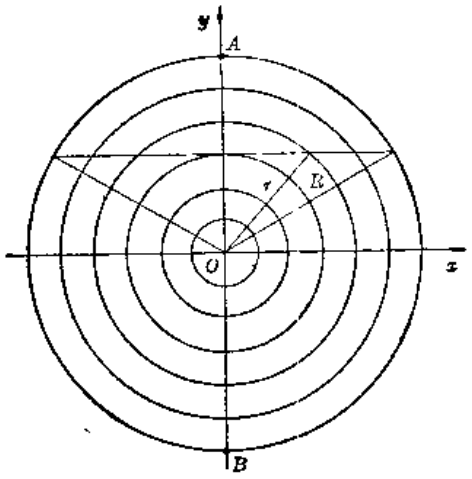


图 **1.3.2** 阿贝尔变换图

假定一个轴对称分布的参量 ε，取其横截面如图 1.3.2，ε 只与径向距离 r 有关。沿着与 x 轴距离为 y 的水平弦，ε 的积分量为

$$I(y)=\int \varepsilon dx=\int_{|y|}^{R}\frac{r\cdot\varepsilon(r)dr}{(r^2-y^2)^{1/2}}。\tag{1.3.2}$$

根据数学上的阿贝尔逆变换，可得

$$\varepsilon(r)=-\frac{1}{\pi}\int_r^R\frac{dI(y)}{dy}\cdot\frac{dy}{(y^2-r^2)^{1/2}}。\tag{1.3.3}$$

因此，我们如果测量出不同 y 处的 $I(y)$ 值，就可以根据(1.3.3)式，求出 $\varepsilon(r)$ 值，这可以用图

解积分，也可以用计算机进行数值计算。由于(1.3.3)式要进行微分计算，而 $I(y)$ 的测量也常常不是那么精细，加上 $\varepsilon(r)$ 的分布有时不完全是轴对称，故这时就宁愿采用一些近似办法。图 1.3.3 是一个近似图解方法，图中右半部的平滑线假设是沿弦测量得到的平均值 $i(y)=I(y)/$弦长，并且不是严格对称的。这个曲线可以按等宽间隔 Δ 划分成阶梯式，以上下相应的阶梯面为直径画圆，如图左半部。可以近似认为相邻圆的间隔内具有相等的参数，它们分别为 $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \cdots, \varepsilon_n$。于是可得

$$
\begin{aligned}
&i_1 D_{11} = \varepsilon_1 D_{11},\\
&i_2(D_{12}+D_{22}) = \varepsilon_1 D_{12}+\varepsilon_2 D_{22},\\
&i_3(D_{13}+D_{23}+D_{33}) = \varepsilon_1 D_{13}+\varepsilon_2 D_{23}+\varepsilon_3 D_{33},\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots,
\end{aligned}
$$

这里 D_{ij} 代表测量 I_i 的弦线在相邻圆区间通过的长度。解此方程组，得

$$
\varepsilon_k=\left(i_k\sum_{j=1}^{k}D_{jk}-\sum_{j=1}^{k-1}\varepsilon_j D_{jk}\right)\Big/D_{kk}。\tag{1.3.4}
$$

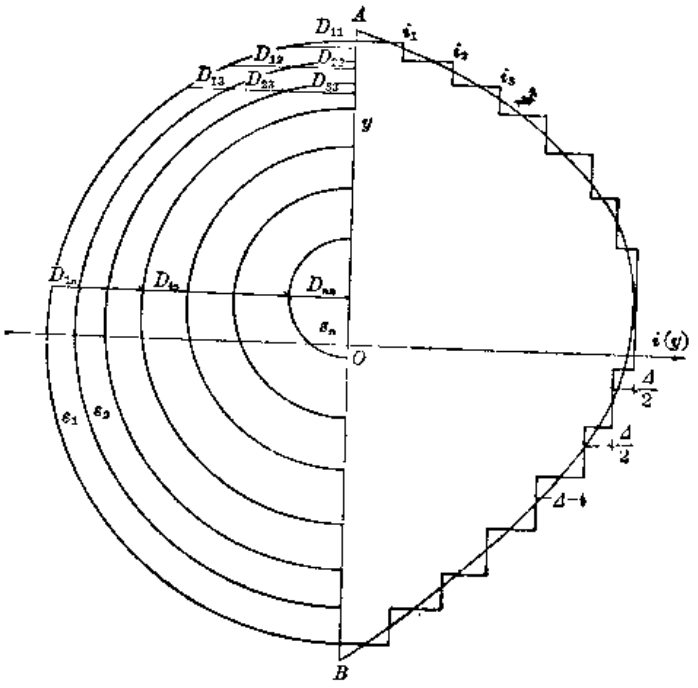


图 1.3.3 阿贝尔变换近似图解

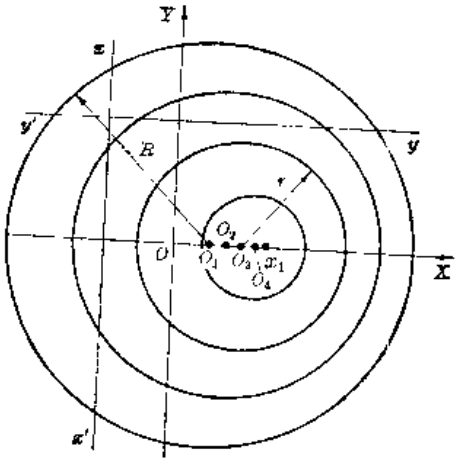


图 1.3.4 参数圆心沿 x 轴逐渐偏移的图示

要指出，这种非对称分布情况相当于等参数曲线仍为一个圆，但其圆心逐渐偏移(图1.3.4)。若圆心只向 x 方向偏移，并随 r 值线性变化，于是参数仍可写为 $\varepsilon(r)$，而 r 则近似符合：

$$
(x-x_1+kr)^2+y^2=r^2 \quad (0\leqslant r\leqslant a),
$$

其中 k 和 x_1 是两个待定的未知参数。如果沿水平弦线 yy' 测积分值，则中心点的偏移对此并无影响，可以仍根据上述的阿贝尔变换求出 $\varepsilon(r)$，但不能求出 x_1 和 k 的值。如果沿垂直弦 xx' 测积分值时情况就不同了，得出

$$
\begin{aligned}
I(x)&=\int_{-[R^2-(x-x_1+kR)^2]^{1/2}}^{[R^2-(x-x_1+kR)^2]^{1/2}}\varepsilon(r)dy\\
&=-2\int_{1-(x)}^{R}\frac{[r(1-k^2)-k(x-x_1)]\varepsilon(r)dr}{[r^2(1-k^2)-2kr(x-x_1)-(x-x_1)^2]^{1/2}},
\end{aligned}\tag{1.3.5}
$$

其中 $r(x)$ 由 $(x-x_1+kr)^2=r^2$ 求出，但是即使 $\varepsilon(r)$ 为已知，由 1.3.5 式也难以直接

求得 k 和 x_1，只能通过用不同的 k 和 x_1 值进行试算，逐步求得和 $I(y)$ 最佳适合的数值。

§1.3.3 时间响应——傅里叶变换

时间分辨或时间响应是实验工作中一个特别重要的问题，也是每个实验工作者经常碰到的问题。目前高温等离子体装置多半是脉冲式的，从时间上可以分为三类：第一类属于惯性约束，整个过程在亚毫微秒时间内发生。即使按目前最快的电子技术来说，也难以反映出它的过程的细节，因此时间分辨成为测量中头等重要的难关。第二类是磁约束中的快装置，放电过程以微秒计。这对现有的电子技术说来，基本上是能够达到的。不过在选择和设计探测元件和探测方法时，还必须考虑时间分辨问题。例如一些响应比较缓慢的探头是不适宜的，计数或数字化测量或记录方法也是困难的，象高速照相差不多要用到它的最快水平等等。特别是其中还会有一些更快的细节，如触发开关的同步，电流的上升阶段和中间的某些不稳定过程等。对它们的测量就需要更高水平的时间分辨能力。第三类装置是磁约束中的慢或准稳装置，放电过程是毫秒以上的量级。对这类装置的诊断工作来说，时间分辨一般不会构成严重问题，只需要适当考虑就可以了。然而这也不能完全一概而论，例如在用计数方法测量光子或粒子束时，为了减小统计误差，就要力争记录尽可能多的数目，时间分辨也就成为突出的问题。计数方法有强的抗干扰能力、高的灵敏度是我们所乐于采用的方法。

时间分辨是指该测量手段能够把事件发生的时刻确定到何种精确程度，或者指两个相继发生的事件能够被区分或鉴别开来的时间间隔的下限值。时间响应则是指该测量结果能不能真实反映被测的量随时间变化的特性。显然必须具有快的时间响应，才能得到快的时间分辨能力。时间响应中还应包括慢过程的响应能力。这在少数测量中也会发生问题的，例如用感应线圈测量磁场时，感应电动势正比于磁场变化率，磁场变化过慢反而不利于测量。不过大多数情况需要考虑的是快速响应的问题。

在近代物理实验中，除了照相等少数方法外，大多数测量都是通过各种探测元件或换能器，将被测的物理量转换为电信号，然后由电子仪器加以分析和记录显示。电子电路的时间响应问题已经研究得很透彻。目前，从毫微秒量级以上到直流范围内的信号，电子电路处理起来都很方便。只是在微弱信号（弱电流、电压或弱计数率）时，由于统计涨落也会使时间响应成为困难问题。至于探头则由于各种不同的物理因素会有不同的时间特性，例如热敏元件需要热平衡过程，气体探测器中带电粒子要运动到达收集电极，光电倍增管等真空器件中电子也要飞行一段距离，这些都会使测量结果有一定的滞后时间，因而影响了它的时间响应。这里要注意到，如果测量结果只是单纯地延迟一定时间的话，这是无关大局的，问题倒在于，这些延迟会有参差起伏，使测量结果在时间上发生分散，这就决定性地影响了时间分辨能力。

怎样来定量地说明一个测量装置或者一个探测元件的时间响应特性呢？实验工作者总希望有一种简单明了的说明，以利于对实验的估计和设计。一种方法，是假定被测的物理量 ε 作阶跃式或矩形的变化（图 1.3.5a）的条件下，观察测量结果 A 的波形。这个波形应当和 ε 相近，但总会有一些变形，图 1.3.5b 中用实线 ① 和虚线 ② 画出两种在电子电路中常见的响应波形。可以用几个参数来描述这个响应波形。按照时间观点，主要参数是图中的 t_1、t_2 和 t_1'、t_2'。t_1 和 t_1' 代表延迟时间，t_2 和 t_2' 表示前后沿时间，也称为上升时间和下降时间，

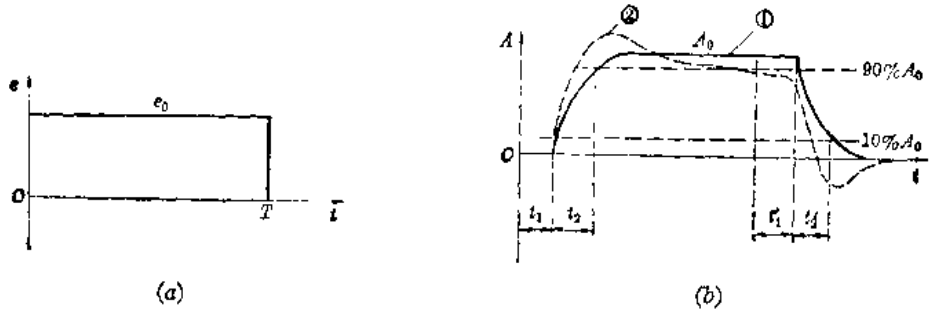


图 1.3.5 矩形波时间响应

或统称为响应时间。这个时间通常定义为波形从跳变值的 10% 到 90% 所需的时间，它决定了该测量仪器的时间分辨能力。如果物理量变化的持续时间接近或小于测量仪器的响应时间，则它的显示波形将被严重畸变或不可辨认。图(*b*)中波形 ① 比较单纯，对应于 ε_0 值有一个恒定的平衡值 A_0。这种情况下，如果 ε 的变化持续时间大于响应时间(例如大 3～5 倍以上)，那么 A 的波形就可以基本上真实地反映 ε 的变化情况。图(*b*)中波形 ② 稍许复杂些，当 ε 保持为 ε_0 值不变时，A 的数值仍在变化，这就属于慢变化的响应问题。这种变化常常按指数形式变化，我们就用变化到 $1/e$ 的时间 τ 来表征它。显然，如果要求不失真测量，总的测量时间就必须小于 τ。如果我们能够实现或模拟 ε 的阶跃变化，就可以测出这种响应曲线；如果能够列出测量电路的方程，也可以求解得到响应曲线。

说明仪器的时间特性的另一种方法，就是假设被测量的量按余弦变化，即

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega t + \phi_0),$$

那么只要测量仪器中不包含非线性元件，测量结果也应当是同频率的简谐波：

$$A = A_0 \cos(\omega t + \phi_0 + \Delta\phi)。$$

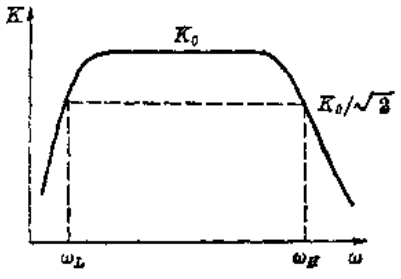


图 1.3.6 频率响应

这里只需要用两个参数来说明，即

$$K = \frac{A_0}{\varepsilon_0} = K(\omega);$$

$$\Delta\phi = \Delta\phi(\omega),$$

K 称为幅度放大，$\Delta\phi$ 为相角移，它们都是角频率 ω 的函数。图 1.3.6 画出了一个典型的 $K(\omega)$ 曲线，在中间频率段，K 为常数 K_0，在高频段 K 下降，在低频段 K 也有可能下降。一般以 K 下降到 K 的 $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (即降低 3 分贝) 处所相应的频率称高频和低频段的截止频率 ω_H 和 ω_L。下面即将指出，可以用 ω_H 和 ω_L 大致来表征仪器的时间特性。

采用简谐波的原因，除了它在电路分析中特别简单外，还因为任意波形都可以展开为多种频率的简谐波之和或简谐波对于频率的某种积分，称为傅里叶变换[28]，其中对于周期为 T 的周期性函数 $f(t)$ 得

$$f(t) = \frac{c_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [c_n \cos(n\omega_0 t + \phi_n)], \tag{1.3.6}$$

式中

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T}, \quad \phi_n = \mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{b_n}{a_n}\right);$$

$$a_n=\frac{2}{T}\int_0^T f(t)\cos n\omega_0 t\,dt,$$

$$b_n=\frac{2}{T}\int_0^T f(t)\sin n\omega_0 t\,dt,$$

$$c_n=\sqrt{a_n^2+b_n^2}。$$

对于非周期性函数，上式转换为积分式：

$$f(t)=\int_0^\infty [c_\omega\cos(\omega t+\phi_\omega)]d\omega, \tag{1.3.7}$$

式中

$$\phi_\omega=\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{b_\omega}{a_\omega}\right),$$

$$a_\omega=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\cos\omega t\,dt,$$

$$b_\omega=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\sin\omega t\,dt,$$

$$c_\omega=\sqrt{a_\omega^2+b_\omega^2}。$$

式(1.3.6)中的 c_n 或(1.3.7)式中的 c_ω 称为 $f(t)$ 的频谱(更确切点说，c_ω 称为频谱密度)。图1.3.7表示矩形脉冲的频谱。如果脉冲以周期 T 重复发生，频谱为图中线谱；如果是一个孤立脉冲，则频谱形状如其外包络线。它们的相角差均为零。频谱第一次为零所对应的频率(图中 ω_m) 可以看作是频带宽度，因为大部分的频谱多处于零到 ω_m 范围内。矩形脉冲的 ω_m 等于：

$$\omega_m=\frac{2\pi}{\tau}。 \tag{1.3.8}$$

其它形式的脉冲有着不同的频谱，不过(1.3.8)式基本上还是对的，这里 τ 指脉冲的半高全宽度。

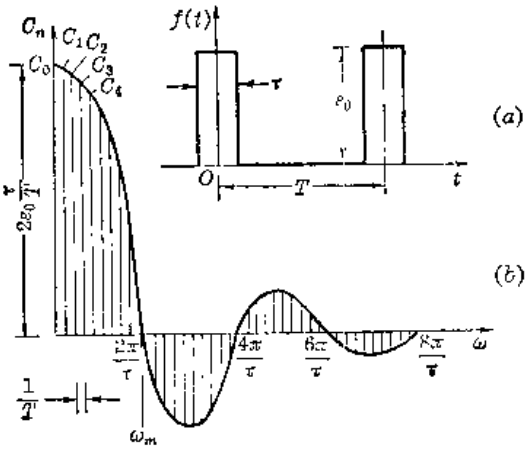


图 1.3.7 矩形波频谱

傅氏分析也可以写成复数形式，即

或

$$\left.\begin{aligned} f(t)&=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\exp(-j\omega t)d\omega,\\ f(\omega)&=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)\exp(j\omega t)dt。\end{aligned}\right\} \tag{1.3.7'}$$

傅氏分析不仅是一种数学形式，而且具有深刻的物理意义。自然界中简谐振动是一种基本的运动形态，简谐式机械振动是单纯音，简谐式电磁场振动是单色光，而且其中每个光子的能量正比于振动频率。一束复杂的光也确实可以分解为不同能量的光子束的迭加。在诊断工作中能谱分析或频谱分析占有重要的地位。

由此可见，如果一方面知道了测量仪器的频率特性，另一方面知道了物理量的频谱，只要仪器是线性的，就可以逐一求出各个频率分量的输出量，总的输出就等于它们的迭加。在实验中，也可以先用分析仪器分离出单色光或其它单频振动，再逐一检测仪器的频率特性。要使测量出的波形不失真，就需要频率响应具有如下性质：

$$K(\omega)=\text{常数}=K_0;$$
$$\Delta\phi(\omega)/\omega=\text{常数}=-\tau_d, \tag{1.3.9}$$

其中 K_0 代表振幅比值，τ_d 代表输出信号的时间延迟。实际上不可能真正得到如 (1.3.9) 式的频率特性，正如图 1.3.6 所示，在高频段 K 值必然会下降，在低频段也有时会下降。我们现在来考察一个简单情况，即频率响应用一个矩形来近似，即

$$K(\omega)=K_0, \quad \text{当 } \omega<\omega_H,$$
$$K(\omega)=0, \quad \text{当 } \omega>\omega_H,$$
$$\Delta\phi=0。$$

物理量仍按矩形变化，如图 1.3.7 所示，它的傅氏积分为

$$\varepsilon(t)=\frac{2\varepsilon_0}{\pi}\int_0^{\infty}\sin\frac{1}{2}\omega\tau\cos\omega t\frac{d\omega}{\omega},$$

通过测量后的结果为

$$A(t)=\frac{2\varepsilon_0K_0}{\pi}\int_0^{\omega_H}\sin\frac{1}{2}\omega\tau\cos\omega t\frac{d\omega}{\omega}。$$

我们不去详细地解它，只简单地来看一看它的起始处$\left(\text{即 } t=-\frac{\tau}{2}\right)$的上升速度：

$$\left(\frac{dA(t)}{dt}\right)_{t=-\frac{\tau}{2}}=\frac{2\varepsilon_0K_0}{\pi}\int_0^{\omega_H}\sin^2\frac{1}{2}\omega\tau d\omega=\frac{\varepsilon_0K_0}{\pi}\left[\omega_H-\frac{1}{\tau}\sin\omega_H\tau\right]。$$

当 $\omega_H\gg\frac{1}{\tau}$，$A(t)$以上述速度从零上升到平衡值 $K_0\varepsilon_0$ 所需的时间为

$$T_{\text{上升}}\simeq\frac{\pi}{\omega_H}=\frac{0.5}{f_H}。 \tag{1.3.10}$$

上式很有用，它把对于阶跃脉冲的时间响应和频率响应中的两个主要参数联系起来。实际上，脉冲波形和频率响应曲线都不会正好是矩形的。如果上升时间和高频截止频率都按前述定义，则它们之间关系基本在下述范围：

$$T_{\text{上升}}\simeq\frac{0.3\sim0.5}{f_H}。 \tag{1.3.10'}$$

倘若信号源的前沿为 T_0，测量仪器是由几个部分串连起来的，其上升时间分别为 T_1、T_2、…，那么，末级输出前沿时间 T_0' 将近似为

$$T_0'\simeq[T_0^2+T_1^2+T_2^2+\cdots]^{1/2}。 \tag{1.3.11}$$

可见如果测量仪器的上升时间小于信号前沿的 1/3，就可以基本上保持信号波形的前沿，输出前沿增加不会超过 10%。我们大致就按这个标准来考虑对探测仪器频率响应的要求。

这里还要指出，傅氏变换不限于以时间为变数的函数。例如，以空间坐标作函数的傅氏分解，在了解和诊断等离子体的运动上也是很有用的。等离子体的各种波动或扰动，分解为按空间坐标的简谐运动，形成各种振荡模式，这不但有利于理论分析，而且对于诊断测量也是有用的。例如在第二章中所要讨论的按余弦分布的磁探针，它就可以选择测量一定模式运动的信号。

§1.4 干扰与噪音[29~36]

在受控热核装置附近有着复杂的环境，有大量的干扰源，诊断工作中又常常需要测量一些微弱的信号，所以消除干扰，提高信噪比，在不少场合会成为决定实验成败与优劣的

关键之一。

§1.4.1 干扰与噪音的来源

我们在这里把由外部因素引起测量对象或测量结果的扰动或偏差称为干扰，而由内在因素引起的统计性涨落称为噪音。一般这样的区分并不是严格的，例如在声学中把非谐和的声音称为噪音，在无线电接收设备中则把非有用信号的一切电磁波或声音称为噪音。在我们说到信噪比时，也常将一部分不能消除的外部干扰算作噪音。不过，它们来源不同，消除或减小的方法也不一样，因此暂且作这样区分。

我们可以例举在受控热核装置中对实验造成干扰的一些原因。在装置放电过程中，特别是在起始阶段，四周空间存在着十分强大而又剧烈变化的电磁场，它们会直接干扰测量电路，也会成为探测器的干扰源。例如，用磁探针测量等离子体电流的磁场时，其它磁场的存在会严重干扰测量结果；用热电偶测量隔板温度时，静电感应会造成虚假结果；有些元件或仪器，象电子倍增器、磁或电分析器等，静磁场也会严重歪曲测量结果等等。高温等离子体本身要辐射大量的电磁波，从低频无线电波到 X 射线应有尽有，也会有一些逃逸出来的粒子；一旦热核反应发生，还会有大量中子和 γ 射线等。它们作为背景辐射而干扰我们对某一种电磁波或粒子束的测量。此外象激光散射诊断中，除了背景辐射外，原光束由于多次折射反射和尘埃散射等形成的杂散光，也会严重干扰本来就十分微弱的散射光。各种探测元件也都有各自需要考虑的干扰源，例如，照相底片的灰雾，光电管的暗电流，闪烁计数器的宇宙射线本底，红外探测器的环境热辐射本底等等。仪器中的各种不稳定因素，例如，电源、温度、气压、湿度以及元件的老化、变性等也会造成虚假现象。实验工作中的粗枝大叶，例如焊接不牢、接触不良、读数或计算偏差和错误等，也都会干扰实验结果。

这里需要注意的是，要尽量避免测量仪器本身对测量对象的干扰，这是测量工作中应当普遍遵守的一个原则。这在高温等离子体诊断中也需要注意；在低温等离子体研究中十分有效的一些伸入到等离子体内部的实物探针，例如静电探针、磁探针等在高温等离子体研究中，就是因为它们和等离子体的相互作用过于强烈，它们的引入会强烈改变等离子体的原来状态，探针本身也会受到损坏，所以逐渐被淘汰。反过来说，测量仪器既然要获得被测对象的"情报"，又不能不和它有一定的相互作用。解决的途径就是要提高仪器的灵敏度，使得在微弱的相互作用下就能获得测量结果，而不致影响测量对象的状态，或者即使有小的影响也容易进行改正。所以诊断工作中测量工具的选择是十分重要的。

至于探测器和测量电路的内禀噪音，大体可分为三种类型：(1) 热噪音，(2) 散粒噪音，(3) 闪烁噪音。前两种噪音完全是粒子或光子(主要是电子)的粒子性而产生的统计起伏的表现，它们有着相似的统计规律。闪烁噪音是指由于器件的某些缺陷或不均匀性而引起信号的闪动。例如在电子管中由于阴极表面成分的不均匀，双结型晶体管中正偏压 PN 结的不均匀和反向 PN 结的漏电流，碳电阻中的结构的不均匀等都会形成闪烁噪音。一般说来，这些噪音都是很小的，只有在测量微弱信号时才会起明显作用。测量微弱信号时，首先要用电子电路加以放大，放大后的信号已加强，以后再加入新的噪音源就不再起作用了。因此讨论噪音时常常和第一级放大器联系起来讨论。噪音的大小可以用在没有外信号(包括外部干扰)时的瞬时电流或电压与其平均值间偏差的方均值表示：

$$\overline{i^2}=\overline{[I(t)-I_0]^2},\quad \overline{v^2}=\overline{[V(t)-V_0]^2}, \tag{1.4.1}$$

其中 $I(t)$、$V(t)$ 为电流电压的瞬时值，I_0、V_0 代表其平均值。如果放大器及其后的电路的

频率响应(按功率增益计)为 K_f，那么输出的噪音的方均值等于：

$$\overline{i_n^2}=\int_0^\infty K_f\overline{i_f^2}df, \tag{1.4.2}$$

式中 i_f 是$[I(t)-I_0]$的频谱，当然也可以按噪音电压的频谱 $\overline{v_f^2}$ 来计算。

热噪音来源于电子的无序热运动，所以它是普遍存在的。不管什么元件，如果它的温度为 T(K)，电阻值为 $R(\Omega)$，根据统计理论计算，它必然具有的噪音电流或电压为

$$\overline{i_T^2}=\left(\frac{4kT}{R}\right)\Delta f,\quad \overline{v_T^2}=(4kTR)\Delta f。 \tag{1.4.3}$$

当它与放大器按阻抗匹配条件连接，则传输到放大器的噪音功率为：

$$P_T=\frac{1}{4}\frac{\overline{v_T^2}}{R}=kT\Delta f,$$

式中 Δf 为通频带宽度。它的频谱是与频率无关的常数，我们称之为白噪音。因此考虑到噪音后，纯电阻的等效电路如图 1.4.1a 或 b 所示。室温 ($T\simeq300$ K)时，热噪音的等效电压源 e_T 或等效电流源 j_T 分别为

$$\left.\begin{aligned} e_T&\simeq1.3\times10^{-10}\sqrt{R\Delta f}\quad(\mathrm{V}),\\ j_T&\simeq1.3\times10^{-10}\sqrt{\Delta f/R}\quad(\mathrm{A})。\end{aligned}\right\} \tag{1.4.3'}$$

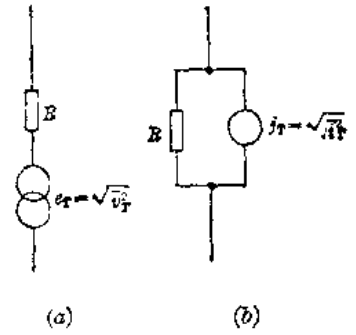


图 1.4.1 电阻热噪音等效电路

理想的电容和电感均不产生噪音，元件中如果存在电容和电感成分将会影响噪音频谱，这可以用图 1.4.1 等效电路按一般电路分析方法进行计算。

散粒噪音是指元件有一定的工作电流 I 时所必然具有的统计起伏。虽然电流的宏观值保持不变，但是由于微观粒子的统计性，通过截面的瞬时电流的起伏将和前面讨论过的 N 个无关事件的统计性是相似的。散粒噪音的数值为

$$\overline{i_S^2}=2eI\Delta f, \tag{1.4.4}$$

其中 e 为电子电荷，代入得

$$j_S=\sqrt{\overline{i_S^2}}\simeq5.7\times10^{-10}\sqrt{I\Delta f}\quad(\mathrm{A})。 \tag{1.4.4'}$$

它与热噪音类似，同样是一种白噪音。

如果被测对象具有粒子性，那么它本身的统计起伏也可以看作是一种噪音，称为量子噪音，它的性质是和散粒噪音相类似的。

至于闪烁噪音有时也称为过剩噪音或低频噪音等，它随器件的不同而各有其特点，甚至同一类型器件，由于工艺的差别也会有显著的不同。它们的频谱集中在低频部分，有近似于 $1/f^\alpha$ 的关系，指数 α 通常在 0.8～1.3 之间，所以也称为 $1/f$ 噪音。这个噪音也是普遍存在的，因此在直流小信号放大器中，长时间读数漂移是一个严重的问题。

几个独立无关噪音源的相加与统计误差相加类似，即按平方相加。由于热噪音的功率完全决定于温度，所以测量设备的总噪音可以用与输入端相当的温度来表示，称为噪音的等效温度；或者与测量的物理量所产生的信号相比，求得噪音所相当的物理量数值，这称为噪音当量。

§1.4.2 干扰的消除——屏蔽

屏蔽是消除电磁干扰的十分有效的办法。诊断设备中的各个部件都要尽可能屏蔽起

来，如有可能就将它们远离主要装置，电信号则通过屏蔽电缆送入屏蔽室，进行处理和记录显示。

屏蔽作用可以分成三类：(1) 静电屏蔽，(2) 电磁屏蔽，(3) 静磁屏蔽。静电和电磁屏蔽都是用良导体，如铜、铝、铁等，将被屏蔽物体包裹起来。它们是同时解决的，但两者作用原理并不相同。静电屏蔽可以消除电容性干扰，其理论依据是导体内部不存在有电力线，因此可将内外的电力线隔离。但需注意，此时屏蔽导体必须接地或接某一恒定电位。我们以图 1.4.2 来加以说明，空心球导体内部的正电荷 $+Q$ 所产生的电力线虽然终止于导体的内球面上，但是因为导体是孤立而未接地的，在它的外球面上将感应出 $+Q$ 电荷，所以仍有向外发散的电力线。如果将导体接地，则感应电荷就会流向大地，这样导体外球面的电力线就会完全消失。电磁屏蔽是利用交变磁场在导体面上引起涡流产生反向磁场的效应，来消除互感式高频磁场的干扰。所以单就电磁屏蔽来说，导体并不需要接地，不过必须保证容易产生涡流。如果在屏蔽层上开密集的缝，或作成栅网式，那就会减弱电磁屏蔽效果，但这对静电屏蔽来说，其影响是很小的。

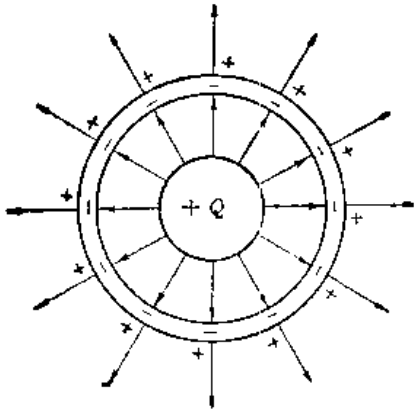


图 1.4.2 孤立导电球壳的电力线分布

象磁约束热核装置这样的强电流放电装置，接地问题是需要特别注意的。即使在深埋地线、装置的接地点和地线连接良好、连接线没有电流流过的条件下，放电过程中装置的接地外壳等仍然可能感生高的瞬变电压。这不但会干扰测量结果，而且可能对仪器和人身安全造成危害。因此，屏蔽室和大厅中的测量系统都要各自安装单独的接地线，并且这些地线系统除了各自都接到大地外，彼此应互相绝缘。

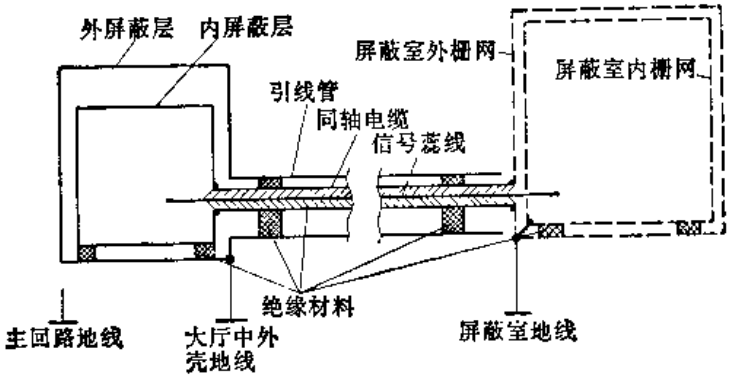


图 1.4.3 屏蔽接地方式

图 1.4.3 是按这种方式安排的示意图。屏蔽系统还要遵守这样一个原则，就是它们的各个部件之间以及它们与其中所放置的电路之间应保持单线连接，以保证它们不参与电路电流，并且尽量不形成大的闭合回路。

装置附近探测的电讯号一般都是用同轴屏蔽电缆将它转送到远距离的屏蔽室。这些同轴电缆通常放在地槽中用铜管或铝管作成的引线管中，它的外屏蔽层接地，但是它不遵守上述屏蔽系统不参与电路电流的规定，而总是和其中的芯线组成电流回路，使电磁场局限在芯线和屏蔽层之间传输。同轴电缆是诊断工作中的重要部件，在后面微波诊断一章中我们还要进一步讨论它，这里先给出几种常用国产同轴电缆的一些特性(表 1.4.1)。同轴电缆的最大特性阻抗可达 170Ω，而最小电容约为 10～20 pF/m。电磁波在电缆中以光速传输，延迟时间约 5～6 ns/m，电感值每米约零点几微亨。

若用密封金属板来作屏蔽，则对于静电和高频电磁场的屏蔽效果将是很好的。例如，屏

表 1.4.1

型 号	外径(mm)	波阻抗(Ω)	电容(pF/m)	衰减 db m(45MHz)	试验电压 kV
SYV-50-1	1.9	50	<110	<0.45	1
SYV-50-2-1	2.9	50	<112	<0.26	2
SYV-50-2-1	4.0	50	<115	<0.16	3
SYV-50-3	5.0	50	<110	<0.12	4
SYV-50-5	9.6	50	<110	<0.08	5
SYV-75-2	2.9	75	<74	<0.28	1.8
SYV-75-4	6.0	75	<76	<0.11	4
SYV75-5-1	7.3	75	<76	<0.08	5
SYV75-7	10.3	75	<76	<0.06	8

敞层前后的高频磁场分别为 H_0 和 H，它们之间的关系为

$$H=H_0\exp\left[-2\pi\delta\sqrt{\frac{f\mu_r}{\rho}\times10^{-7}}\right], \tag{1.4.5}$$

式中 δ 是屏蔽层厚度 (m)，f 是频率 (Hz)，μ_r 是相对导磁率，ρ 是电阻率 (Ω·m)。如按分贝计算衰减量 A，则

$$A=-20\lg\frac{H}{H_0}=131.4\delta\sqrt{f\mu_rG}。 \tag{1.4.6}$$

G 为屏蔽材料相对于铜的导电率，铜的电阻率 $\rho=1.724\times10^{-8}\,\Omega\cdot m$。表 1.4.2 给出了几种常用屏蔽材料在 150 kHz 频率下的 G 和 μ_r 的数值。要注意到导磁率会随频率增高而下降，因此高导磁率材料主要用作低频的磁屏蔽。式(1.4.6)中只算了吸收效应，实际上屏蔽层还有反射作用，所以 0.3 mm 厚的铜屏蔽层就可以得到 100 分贝以上的衰减。

表 1.4.2 常用屏蔽材料数据

屏 蔽 材 料	G	μ_r
银	1.05	1
铜	1.00	1
金	0.70	1
铝	0.61	1
黄 铜	0.26	1
镍	0.20	1
青 铜	0.18	1
铅	0.08	1
铁	0.10	1000
高导磁合金	0.03	80000
高导磁镍钢	0.06	80000
波莫合金	0.03	80000

对于有人在里面操作的屏蔽室说来，就只能采用网状屏蔽层，它的屏蔽效果就远不如全金属板。对于高频电磁场，铜网主要起反射作用，它的屏蔽效果的计算可参看图 1.4.4，它给出了几种金属网的计算值，与实际测量基本相符。为了改善屏蔽效果还常常采用双层网，两层之间除一点连接外，互相绝缘(如图 1.4.3 所示)，衰减值可以比单层网增加 30～50 分贝。屏蔽室中如果采用市电电源，则不管火线和地线都应当先经过 LC 低通滤波器，以防止它们引入高频干扰。市电的地线不能作为主回路和测量回路的接地线。

低导磁率的金属屏蔽层对于低频磁场特别是静磁场是无能为力的。低频磁场对于电路一般是不起作用的，但是对于一些与带电粒子飞行轨迹有关的器件，却会有严重影响。像在托卡马克这样的磁约束装置附近，会有高达千高斯的慢变化磁场，所以一切器件都需要考虑它们受静磁的影响。影响显著的就必需加磁屏蔽。磁屏蔽要采用高导磁率和低剩磁的软磁材料，如软铁、低碳钢和波莫合金类型的特高导磁性材料，使磁通集中于屏蔽层中，这样其空间磁场就会降低，如图 1.4.5 所示。屏蔽效果的详细计算是不容易的，这里给出一些特殊情况下的屏蔽系数 S 的数值，S 是盒外磁场强度与盒内中心处磁场强度之比。一个长圆柱筒状的屏蔽盒放置于磁场中，令中心轴垂直于磁场，而且满足条件：

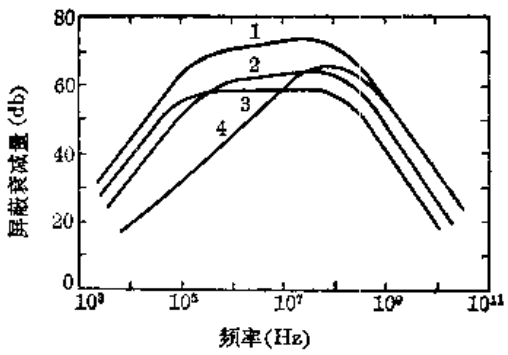


图 1.4.4 金属网的屏蔽效果

1—紫铜网 22 目/英寸，直径 0.375 mm；
2—紫铜网 11 目/英寸，直径 0.375 mm；
3—紫铜网 22 目/英寸，直径 0.188 mm；
4—铁丝网 22 目/英寸，直径 0.375 mm

$$\mu_r \gg 1,\ d \ll D,\ \mu_r d/D \gg 1,\ \frac{L}{D} \gg 1,$$

其中 μ_r 是相对导磁率；d 是盒壁厚；D 是圆筒直径；L 是圆筒长，则屏蔽系数为

$$S = \frac{\mu_r d}{D}。 \tag{1.4.7}$$

如果屏蔽盒是扁平的(上下有盖)，L 减小，S 增加，但极限为

$$S \leqslant \frac{4\mu_r d}{D}。 \tag{1.4.7'}$$

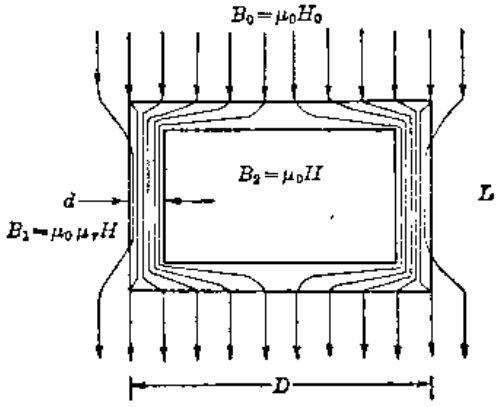


图 1.4.5 屏蔽盒引起的磁通分布变化的示意图

这里还必须注意，材料的导磁率不是常数，尤其当磁感应强度达到饱和值(一般在 1 特斯拉左右)，有效 μ_r 就迅速下降，使屏蔽效果也迅速降低。所以在强磁场下的屏蔽，通常采用多层屏蔽。最外一层用价格低廉的比较厚的软铁或低碳钢构成，它吸收大部分磁通，使其空间磁场降低到适当数值，然后再用高导磁率材料进一步屏蔽。内外层应当磁隔离，即隔有一层空气或无磁性材料。屏蔽层要有足够的厚度，保证它不致饱和，并且它们在加工后都需要在氢气炉或真空炉中退火，以免产生剩磁或导磁率的降低。双层屏蔽的计算更要复杂些，对于同轴长柱形双层屏蔽中心轴垂直磁场的情况可得

$$S \simeq \left(\frac{1}{2}\frac{\mu_1 d_1}{R_1}\right)\left(\frac{1}{2}\frac{\mu_2 d_2}{R_2}\right)\left(1-\frac{A_1}{A_2}\right)+\frac{1}{2}\frac{\mu_1 d_1}{R_1}+\frac{1}{2}\frac{\mu_2 d_2}{R_2}, \tag{1.4.8}$$

其中足标 1 和 2 代表内、外层，R 和 A 是各层的横截面的外半径和面积，d 和 μ 是层厚和相对导磁率。

§1.4.3 其它消除干扰的途径

上述屏蔽方法虽然是消除电磁干扰的有效方法，但是并不能消除所有的干扰。例如，当我们开窗引出等离子体中某一种电磁波或粒子束时，其它的电磁波或粒子束必然会伴随而来；在测量某一磁场时，其它磁场影响就不能加以屏蔽；有些干扰不能用薄金属层去掉，象中

子、γ射线、宇宙射线、环境热辐射等需要用特殊方法屏蔽；至于象电源、温度、气压、湿度等不稳定因素的干扰自然就更不是屏蔽所能消除的了。消除干扰的重要原则，就是利用它们和信号的差别来加以鉴别和消除。上述电源、温度和粗心过失等因素只要判断出来，就可以分别消除，原则上并不困难。困难的是一些与信号相似干扰的消除。下面我们仅举几个例子以作参考。

在电磁波中消除干扰成分或检出有用信号的重要方法，就是利用它们的波动性和谐振现象，进行滤波和选频。我们都熟知，无线电接收机中就是利用 LC 或 RC 滤波器及 LC 谐振回路来挑选出所需要的微弱信号。这种办法在诊断工作中也大量使用，不过方式更加多样化。有各种各样的滤波器或滤波片，也有各种各样的谐振器或谐振片，可以滤掉短波、长波或某一波段的电磁波，也可以检出某一波段的电磁波。从红外到X光已发展了各种单色仪或分光仪，如干涉片、棱镜、光栅、晶体等，它们可以选取任一波段的光线。这里应当提一下混频外差方法，它是无线电接收机中提高灵敏度的有效办法，已推广到微波波段，而且在强相干的激光出现后，也向光波波段推广。例如在红外激光散射诊断中，用散射光和原激光混频外差方法，对消除杂散光干扰是很有效的。

用几何因素来减少或消除干扰也是有用的方法。用准直孔或准直缝对准要测量的目标，可以消除从其它方向来的干扰。对于带电粒子可以通过电场或磁场使它们偏转后进入检测器，这就可以完全消除不带电的光或粒子；反之测量不带电粒子时，可以用电磁场消除带电粒子的干扰。将探头或探测仪器远离干扰源也可以减小干扰。上面说过，测量仪器都尽可能放在远离装置的屏蔽室中，电信号可以通过电缆传输，光也可以通过光导纤维等传输。需要磁屏蔽的设备也应当适当放远一些，这样散杂磁场可以大大降低。在中子活化法测量中，被中子辐照形成的放射性同位素，可以在辐照后拿到其它地方去测量，这样不但在空间而且也在时间上和干扰源隔离开了。

在粒子计数测量中，常常利用脉冲的大小和形状的不同来进行鉴别。例如在测量中子时，γ射线的干扰是很难去除的，但是中子在探测器中产生的脉冲常常大于γ射线产生的脉冲，波形也拉得较长，这就可以利用电子学方法加以鉴别。测硬X射线时，软X射线的小脉冲可以甄别掉，而测软X射线时也可以用薄的塑料闪烁体，使硬X射线透过或只产生小脉冲，再加以甄别。

有些粒子和光波需要用特殊材料来屏蔽或阻隔，例如γ和X射线要用高 Z 物质，中子要用低 Z 慢化剂和特殊的中子吸收剂，测软X射线时可用低 Z 薄膜（例如Be膜，Al膜等）来阻挡紫外和可见光等。测红外线时可用聚乙烯中混悬颗粒物质，来吸收短波成分。在微波诊断和激光诊断中也常用一些吸收层和光吞食器来消除反射所造成的散杂光的干扰。

在信号和干扰难以区分时，还可以设法在信号源上预先加一些标记以便识别。最普遍的办法就是对信号源进行调制，用比较低的频率去调变信号源的幅度、频率、相位或其它特征，使得测量的信号中带有这种低频成分，这样就可以用选频放大器或用与调制信号同步的锁相放大器将信号挑选出来。例如，为了测量等离子体的磁场，入射一个线偏振激光，然后观察它的法拉第旋转。这可以先让这个偏振激光通过一个带有低频磁场的玻璃棒，使它的偏振方向产生低频转动。这样一个偏振方向受到调制后的信号通过等离子体磁场后又增加了一个固定转动。如果再用检偏器来测量就会发现结果中包含有一个低频项，而它的幅度又与固定转动值有关。用锁相放大来检测这个低频项，可以大大减小干扰的影响。

在确实无法消除干扰时，就得用前面讲过的相对测量办法，即利用减法或除法来消去干扰因素。因为我们很难确定干扰因素是否完全排除，所以相对测量办法总是很受欢迎的。在这种测量中，如果能够自动扣除或自动补偿干扰，自然就更理想了。例如，在托卡马克中用感应线圈测等离子体磁场时，必然会有其它磁场的干扰，特别是强大的纵场。我们可以在纵场线圈上再绕一个补偿线圈，它只测纵场磁场。补偿线圈和测量线圈反向串联或送至差分放大器，使这两个信号相减后输出。调节参数，使在真空放电(即无测量信号)时，输出为零。于是在以后的测量中，纵场的干扰就自动补偿了。再举一个更明显的例子，在用硼电离室测量中子产生的电流时，为了消除γ射线的电流，可以再作一个结构相同但不涂硼的电离室，并使这两个电离室电流相减。由于不涂硼的电离室只能测γ电流，因此相减的结果就自动扣除了γ电流。要检验补偿情况，只需要在单独的γ照射下看其输出电流是否为零就可以了。这种无信号时补偿为零的办法是很巧妙的，不过要注意补偿应当和干扰具有相同或相似的特性，否则即使在这个条件下补偿了，在另一个条件下就可能得不到足够的补偿。

§1.4.4 噪音的抑制

在测量微弱信号时，提高信噪比是一个主要任务，信噪比大小是探测元件或测量仪器的重要指标。除了选择低噪音元件外，工作条件的选择也可以大幅度影响信噪比。

为了抑制热噪音，就会很自然地想到降温的办法。例如，光电倍增管降温到 $-40°C$ 就可以几乎消除由于热发射所产生的暗电流；红外探测器特别是远红外探测器需要在液氮甚至液氦温度下工作；用半导体探测器测量软 X 射线能谱时也要在接近液氮温度下工作，以期减小噪音，提高能量分辨力；红外探测器可以用低温屏蔽壁来减小环境热辐射等等。所以降温是减少热噪音的有效办法，不过这需要低温容器和液氮、液氦的经常供应，增加了麻烦和费用。

散粒噪音是与直流电流有关的，改善工作条件降低直流工作电流就会减小散粒噪音。例如，低噪音前置放大器要在低压小电流下工作，微波检波器的直流工作电流也要选择得适当地小，半导体探测器也要尽量减小它的反向电流等等。

减小噪音的另一个重要途径，就是适当选择放大器通频带。因为噪音的频带可能是很宽的，而讯号有自己独特频谱。所以放大器的通频带应当相应子信号频谱而尽量减小，这样就可以使噪音尽量减小。压缩通频带方法和前面讲过的延长测量时间来减小误差的方法是一致的。如测量值是取τ时间的积分值，则信号与τ成正比，而噪音则比例于$\sqrt{\tau}$，因此增加τ可以减小相对误差。大概说来，测量时间τ和通频带Δf之间的相应关系为

$$\Delta f \simeq \frac{1}{2\tau}。\tag{1.4.9}$$

这里需要指出，增加τ或减小高频截止频率会使时间分辨变坏。前面提到过的调制锁相方法也包含有压缩频带的效果，将直流或慢变化信号调制成一定频率的交流信号，可以大大减小低频噪音。

有时候改变信号形式和记录方式，也可以增加信噪比。例如，在测量弱的带电粒子束时，采用脉冲计数方式就比用测量电流方法抗干扰性强得多。在激光散射实验中，同样能量的激光束如果聚焦得越细、时间越短促，则它的散射信号相对于背景辐射也就越强。在光学测量和粒子测量中，聚焦方法是加强信噪比的重要手段。将发散的信号尽可能再会聚到探测器上，自然就加强了信号强度。所以聚焦性能是这一类仪器的一个重要指标。

上面例举的种种消减干扰和噪音的方法，自然不能概括所有途径，但是已经可以看出实验工作者是如何努力地与干扰和噪音作斗争，我们在以后讨论各种具体诊断方法时，还会作进一步的讨论。

参 考 文 献

[1] Huddlestone, R. H. *et al.*, Plasma diagnostic techniques, Academic Press, 1965.
[2] Lochte-Holtgreven W., Plasma diagnostics, North-Holland Pub. Comp., 1968.
[3] 卢鹤绂等，受控热核反应，上海科学技术出版社，1962。
[4] Griem, H. R. *et al.*, Methods of Experimental Physics, Vol. **9A**, **9B**, Plasma Physics, Academic Press, 1970.
[5] Eubank, H. P. *et al.*, Course on Plasma Diagnostics and Data Acquisition Systems, 1975.
[6] Кузнецов, Э. И., Методы Диагностики Высоко-температурной Плазмы, 1974.
[7] Сб. Диагностики Плазмы, Вы **1**, Вы **2**(1968), Вы **3**(1973) (Вы **2** 有英译本, Recent Advances in Plasma Diagnostics, Consultants Bureau, Vol. **1**～**3**, 1971).
[8] 中国科学院物理研究所，高温等离子体诊断方法，1973。
[9] *Nucl. Fusion*, **18**, 647 (1978).
[10] Barford, N. C., Experimental Measurements; Precision, Error and Truth, Addison Wesley,1967.
[11] Parratt, L. G., Probability and Experimental Errors in Science, Wiley, 1961.
[12] Shchigolev, B. M., Mathmatical Analysis of Observations, American Elseviev, 1965.
[13] Levens, A. S., Graphical Methods in Research, Wiley, 1965.
[14] Meyer, S. L., Data Analysis for Scientists and Engineers, Wiley, 1975.
[15] Fisher, R. A., The Design of Experiments, Hafner, 1971.
[16] Eadie, W. T. *et al.*, Statistical Methods in Experimental Physics, North-Holland, 1971.
[17] Bevington, P. R., Data reduction and error analysis for the physical sciences, McGraw-Hill, 1969.
[18] Brandt Siegmund, Statistical and Computational Methods in Data Analysis, North-Holland, 1970.
[19] Carver, D. K., Introduction to Data Processing, Willey, 1974.
[20] 罗马诺夫 B. A.，误差理论与最小二乘法，高等教育出版社，1952。
[21] *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**, 945 (1961).
[22] *Rev. Sci. Instr.*, **34**, 551 (1963).
[23] Berge, O. *et al.*, **AFSC** report **61**(**052**)-**797** (1966).
[24] *П. Ж. Э. Т. Ф.*, **15**, 72 (1972).
[25] *Ж. Т. Ф.*, **40**, 1609 (1970).
[26] *Успехи Физ. Наук*, **102**, 345 (1970).
[27] *Ann. Phys.*, **24**, 30 (1969).
[28] Champeney, D. C., Fourier Transforms and thier Physical Applications, Academic Press, 1973.
[29] 惠伦 A. D.，噪声中信号的检测，科学出版社，1971。
[30] 英特钦巴切尔 C. D. 等，低噪声电子学设计，国防工业出版社，1973。
[31] 荒木庸夫，电子设备的屏蔽设计，国防工业出版社，1970。
[32] 亨利 W. O.，电子系统噪声抑制技术，人民铁道出版社，1978。
[33] *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 910 (1956).
[34] *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, 1411(1971).
[35] *IEEE Trans.*, **MAG-6**, 67 (1970).
[36] *J. Appl. Phys.*, **39**, 1914 (1968).

第二章　电磁探针

§2.1　静电探针

§2.1.1　工作原理

静电探针(亦称为朗缪探针)是最早被用来测定等离子体特性的一种诊断工具[1]。静电探针理论是相当复杂的，不过在简单的条件下，可以对探针的伏安特性曲线作出简明的解释，从而可以根据其伏安特性导出等离子体电子温度、密度和空间电位等重要参数；而且它结构十分简单，并具有一定的空间分辨能力。因而，在低温等离子体研究中，甚至在高温等离子体的低温、低密度区研究中，它都是一种十分有用的诊断手段。但是，由于静电探针必须深入到等离子体内部进行测量，这样，它和等离子体就会发生强烈的相互作用；而且强磁场对其伏安特性也有强烈的影响，这就限制了它在高温等离子体诊断中的应用。

这里所谓的简单条件是：(1)不存在强磁场；(2)电子和离子的平均自由程 λ_e、λ_i 大于探针尺寸，即等离子体是稀薄的；(3)探针周围的空间电荷鞘的厚度比探针尺寸小；(4)空间电荷鞘层以外的等离子体基本上不受探针干扰，其中的电子和离子速度分布仍都服从麦克斯韦分布规律；(5)电子和离子打到探针表面后都被完全吸收，而不产生次级电子的发射，也不与探针材料发生反应。在这些条件下，对探针的特性可以得到一些简单的理论表达式。

静电探针的结构很简单，往往就是一根细的金属丝，除了端点的工作部分外，其它都复套着陶瓷、玻璃等绝缘套，如图 2.1.1 所示。如果探针是孤立绝缘的，则由于电子的平均热运动速度远大于离子的速度，因而开始时，在单位时间内打在探针表面上的电子数目远远超过离子数，使探针表而逐渐积累起负电荷，从而使探针的电位相对于其附近的未被扰动的等离子体电位(也称为空间电位)的差值为负值。这个负电位差将排斥电子，而吸收离子，从而在探针表面附近空间形成一个正的空间电荷层(亦称离子鞘)。这个空间电荷层将逐渐增厚，直到最后在单位时间内进入探针表面的电子和离子数目达到平衡时为止。这时达到探针表而的总电流为零，且探针的负电位不再改变了，此时的负电位称为浮悬电位 V_F。当外加电源使探针相对于空间电位的电位差 V_P 不等于 V_F 时，就会有电流 I 流过探针。不过我们并不容易直接测量 V_P，而只能测量探针相对于某一参考电极(例如放电管的阴极、阳极或与等离子体接触的管壁等)的电位差 V。若空间电位相对于该参考电极的电位差为 V_R，则

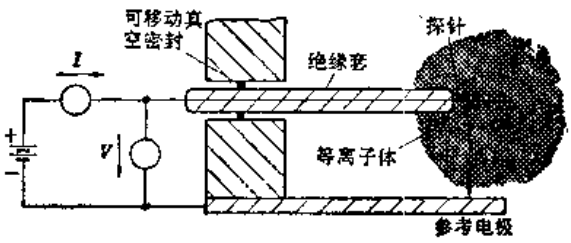


图 2.1.1　静电探针

$$V=V_R+V_P。\tag{2.1.1}$$

I 与 V 的函数关系，称为探针的伏安特性，图 2.1.2a 是一个典型的静电探针的伏安特性曲线，不过它的横坐标是 V_P。当 $V_P=0$ 时，即图(a)中的 O 点，这时空间电荷鞘消失，电子和离子都因无规则的热运动而打到探针上产生电流，若无规热运动产生的电子、离子电流分别

为 I_{e0}、I_{i0}，则这时的探针电流 I 为

$$I = I_{e0} - I_{i0}。$$

现在我们首先来求出电流 I_{e0}、I_{i0} 的大小。

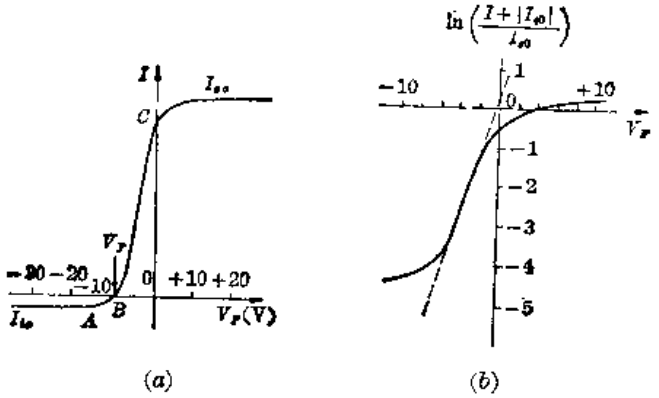


图 2.1.2 静电探针伏安特性

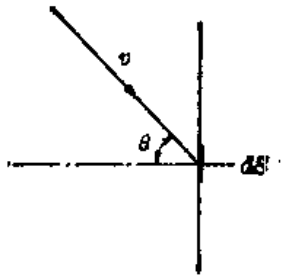


图 2.1.3 粒子轰击探针表面几何关系

在前述的条件下，我们可以求出在单位时间内，以大小为 v_e、方向为与探针表面法向成 θ 角(如图 2.1.3 所示)的速度运动的电子，与探针表面单位面积碰撞的次数为

$$v_e \cos\theta \frac{dN_e(v_e)}{4\pi} \cdot 2\pi \sin\theta\, d\theta, \tag{2.1.2}$$

其中 $dN_e(v_e)$ 为电子速度在 v_e 到 v_e+dv_e 范围内的密度。根据麦克斯韦分布，有

$$dN_e(v_e) = 4\pi N_e\left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} v_e^2 \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2kT_e}\right) dv_e, \tag{2.1.3}$$

其中 N_e、T_e 为鞘层外的电子密度和温度，m_e 为电子质量，k 为玻耳兹曼常数。将 (2.1.3) 式代入(2.1.2)式，并将(2.1.2)式对 θ 及 v_e 求积分，就可求得在单位时间内打到单位面积的探针表面上的电子数为

$$\int_0^\infty \pi N_e\left(\frac{m_e}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} v_e^2 \exp\left(-\frac{m_e v_e^2}{2kT_e}\right) dv_e^2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta\cos\theta\, d\theta = \frac{1}{4} N_e \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} = \frac{1}{4} N_e \bar{v}_e, \tag{2.1.4}$$

其中 $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$ 为电子的平均速度。若探针收集电子的有效面积为 S_e，则单位时间内打到探针表面上的电子电流为

$$I_{e0} = \frac{1}{4} eN_e \bar{v}_e S_e = \frac{1}{2} eN_e S_e \sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m_e}}。 \tag{2.1.5}$$

同样可求得单位时间内打到探针表面上的离子电流为

$$I_{i0} = \frac{1}{4} eN_i \bar{v}_i S_i, \tag{2.1.6}$$

式中 $\bar{v}_i$ 为离子的平均速度，S_i 为探针收集离子的有效面积。由于空间电荷效应，S_i 和 S_e 均不完全等于探针的表面积 S。由于 $\bar{v}_i \ll \bar{v}_e$，从(2.1.5)和(2.1.6)式显然可看到 $I_{e0} \gg I_{i0}$。

当 $V_P > 0$ 时，探针周围空间将形成电子鞘层，打到探针表面上的离子电流将趋于零，因此探针电流 I 将趋于 I_{e0}，此电流称为电子饱和电流。把各常数值代入(2.1.5)式，就可得到电子饱和电流为

$$I_{e0} = 2.5\times 10^{-14} N_e S_e \sqrt{kT_e} \quad (\mathrm{A}), \tag{2.1.5'}$$

其中 kT_e 以电子伏为单位，$kT_e = 1\mathrm{eV}$ 相当于 $T_e = 1.16\times 10^4 \mathrm{K}$。

当 $V_F<V_P<0$ 时，即在探针伏安特性曲线的中间部分(亦称为过渡区)，这时探针电流为电子电流和离子电流之差，但由于电子要克服探针表面负电位 V_P 才能达到探针表面，因而其电子电流将随负电位的增大而减小。由于鞘层外电子速度按麦克斯韦分布，则电子电流随 V_P 的变化规律为

$$I_e = I_{e0}\exp\left(\frac{eV_P}{kT_e}\right), \quad V_P<0。$$

故探针电流为

$$I = I_{e0}\exp\left(\frac{eV_P}{kT_e}\right) - I_{i0}, \tag{2.1.7}$$

由此可求得

$$\frac{eV_P}{kT_e} = \ln\left(\frac{I+I_{i0}}{I_{e0}}\right),$$

或

$$kT_e = \left|\frac{d(eV_P)}{d\ln(I+I_{i0})}\right|, \tag{2.1.7'}$$

式中 kT_e、eV_P 均以电子伏为单位。由此可见，由实验测得的半对数特性曲线 $\ln(I+I_{i0})$-V_P 的直线部分的斜率，就可求得等离子体电子温度 kT_e。

当 $V_P=V_F$ 时，$I=0$，即

$$I_{e0}\exp\left(\frac{eV_F}{kT_e}\right) = I_{i0},$$

$$-\frac{eV_F}{kT_e} = \ln\left(\frac{I_{e0}}{I_{i0}}\right)。 \tag{2.1.8}$$

由此可见，只要实验上测出了浮悬电位 V_F，由上式也可以求出电子温度 kT_e。

当 $V_P<V_F$ 时，电子电流将进一步减少，最后探针电流将趋于离子饱和电流 I_{i0}。但这时 I_{i0} 已不能用(2.1.6)式表示，这是因为这时探针表面附近离子温度和密度都已发生变化了，它并不等于离子鞘层外等离子体的原来数值[2,3]。事实上，离子饱和电流仍主要与 T_e 有关，并且近似地可用下式表示：

$$I_{i0}\simeq\alpha N_i Ze\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}S_i, \tag{2.1.9}$$

式中系数 α 数值在 0.4 至 1 之间。对于氢等离子体，$Z=1$，且令 $S_i\simeq S$，则由上式可近似地得到

$$I_{i0}\simeq N_i e\sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}S\simeq 2\times10^{-15}N_i\sqrt{kT_e}S \quad (\mathrm{A})。 \tag{2.1.10}$$

由此可见，I_{i0} 要比 I_{e0} 小一个数量级。此外，由于 I_{i0} 与 T_i 无关，所以由静电探针测量并不能得到有关 T_i 的数据。

由(2.1.7')或(2.1.8)式还可看到，只要我们由特性曲线过渡区的斜率或浮悬电位计算出电子温度后，再由电子饱和电流数值，通过式 (2.1.5') 就可确定电子密度。而且从特性曲线过渡区和电子饱和电流区外延线的交点，也可确定探针所在空间的等离子体电位。

从上述可知，由实验测得的静电探针的 V-I 特性曲线，可以得出一些重要的等离子体参数。特性曲线可以通过逐点改变探针电压 V 而测得。但这样测量特性曲线比较繁琐，而且它有严重的缺点，这就是因为电压 V 中包含有 V_R，它可能是不稳定的，特别是在脉冲式、瞬变的等离子体中，V_R 更可能有较大的变化，这样就可能使测得的 V-I 曲线有较大的误差。因此，通常是采用快速扫描的方法测量探针的特性曲线，以便能在等离子体参数和 V_R

发生显著变化之前完整地测量一条 V-I 曲线。图 2.1.4 是一个扫描测量电路安排的示意图，其中锯齿波发生器输出的线性扫描电压加到探针两端，作为探针的扫描电压；同时它也输入到记录示波器的水平输入端，以触发其水平扫描。探针电流 I 由小的电阻 R 上的电压读出，这个电压经差分放大器放大后，输入到记录示波器的垂直输入端，则示波器就直接显示出探针的 V-I 曲线。如果 I 信号通过一个对数电路后，再输入到示波器的垂直输入端，则示波器还可以自动地显示出图 2.1.2*b* 所示的对数曲线。锯齿波电压的幅度应足够大(例如几十伏)，以便能够将整个特性曲线显示出来。而锯齿波的扫描周期以几个微秒为宜。扫描速度不宜再快了，否则分布电容的电流将会对信号电流产生严重干扰；而且，探针周围的空间电荷鞘的形成也需要一定的时间。如果控制加到探针上的锯齿波电压的时间，就可以测出等离子体产生过程中不同时刻的参数。如果使扫描电压连续扫描，则可以求出等离子体参数随时间的变化，不过这就需要配备数据存储系统。

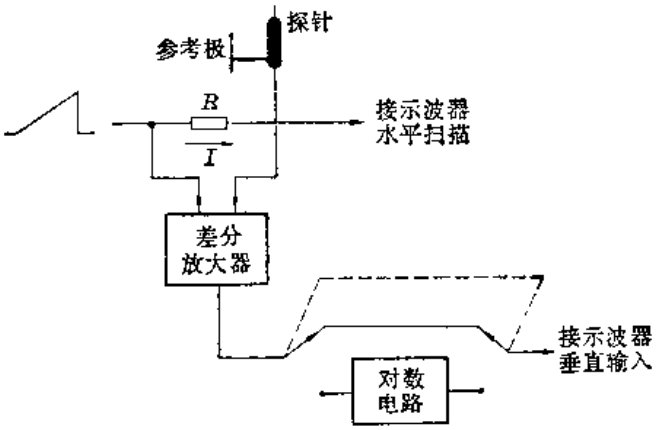


图 2.1.4 探针扫描测量电路安排

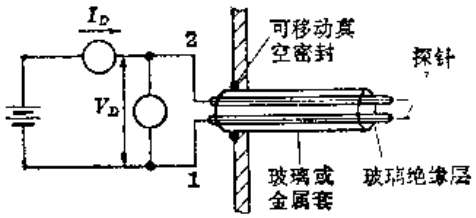


图 2.1.5 双探针

为了避免由子 V_R 的不稳定而对测量的影响，也可以采用一个插入等离子体中的辅助的浮悬探针做参考探针。由于它的表面比工作探针大很多，它所收集的电子电流和离子电流几乎相等，因而它基本上是处于浮悬电位上。这样，工作探针的偏压就可以相对于浮悬电位来测量。另一种方法是采用所谓双(浮悬)探针法[6,7]。它是由两个表面积相近的探针所组成，如图 2.1.5 所示。工作电压 V_D 是加在两探针之间，但它们整体地悬浮着，测量两个探针之间工作电流 I_D 随 V_D 的变化，就可得到双探针的伏安特性曲线。如果两个探针是完全相同的(即形状和表面积都相同)，而它们所处的局部等离子体也是均匀的，并且具有相同的参数和空间电位的话，那么它的伏安特性曲线将是正负对称的，如图 2.1.6*b* 所示。这种特性曲线的形状是不难解释的，因为每个探针各自的伏安特性曲线是相同的，都与图 2.1.6*a* 所示的曲线相类似。它们都工作在 $V_P<0$ 的区域；而且在双探针中，流入一个探针的电流必定是流出另一个探针的电流，因此两个探针的工作点必然是位于图 2.1.6*a* 所示的特性曲线上的正、负电流绝对值相等的点上，即如图所示的 ①、② 点上。当

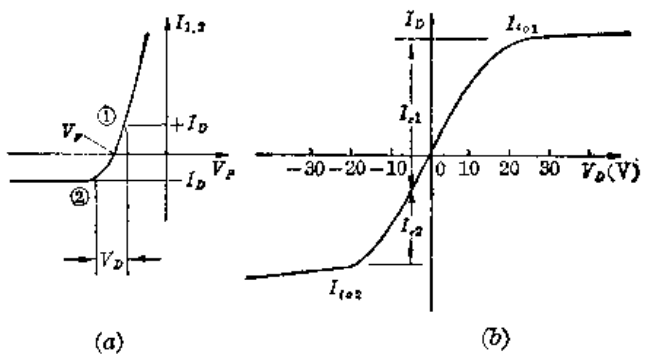


图 2.1.6 双探针伏安特性曲线

V_D 增大时，探针 2 的电位 V_{P2} 变化很大，使其电流趋向于离子饱和电流 I_{i02}；而探针 1 的 V_{P1} 变化不大，相应地其电流的变化也不大，仍保持其绝对值与 I_{i02} 相等。同样地，当 V_D 的极性相反并且足够大时，探针 1 的电流将趋向 I_{i01}。因此图 2.1.6*b* 特性曲线的上、下饱和电流应当分别等于 I_{i02}、I_{i01}，并且近于对原点旋转对称。由此我们可以列出双探针伏安特性曲线所应满足的一组方程式：

$$I_D = I_{i02} - I_{e2} = I_{e1} - I_{i01}; \tag{2.1.11-1}$$

$$V_D = V_{P1} - V_{P2} + V_C; \tag{2.1.11-2}$$

$$I_{e1} = \frac{1}{4} N_{e1} e\bar{v}_1 S_1 \exp\left(\frac{eV_{P1}}{kT_{e1}}\right); \tag{2.1.11-3}$$

$$I_{e2} = \frac{1}{4} N_{e2} e\bar{v}_2 S_2 \exp\left(\frac{eV_{P2}}{kT_{e2}}\right), \tag{2.1.11-4}$$

式中下标 1、2 分别代表探针 1 和探针 2 的参数，V_C 是两个探针所在空间的等离子体空间电位差。如果两个探针的位置靠得很近，且在它们所处的空间中等离子体参数是局部均匀的，即 $kT_{e1} = kT_{e2} = kT_e$，$N_{e01} = N_{e02} = N_{e0}$，则由(2.1.11-2)、(2.1.11-3)、(2.1.11-4)式可得

$$\frac{I_{e1}}{I_{e2}} = \frac{S_1}{S_2} \exp\left(\frac{eV_D - eV_C}{kT}\right),$$

将上式取对数，再对 V_D 微商，即得

$$\frac{1}{I_{e1}} \frac{dI_{e1}}{dV_D} - \frac{1}{I_{e2}} \frac{dI_{e2}}{dV_D} = \frac{e}{kT_e}。 \tag{2.1.12}$$

由(2.1.11-1)可得

$$I_{e1} = I_D + I_{i01},\ I_{e2} = I_{i02} - I_D。$$

将上式代入(2.1.12)式，并且由于离子电流 I_{i01}、I_{i02} 基本上不随 V_D 变化，因此最后可得到

$$\frac{dI_D}{dV_D} = \frac{e}{kT_e} \frac{(I_D + I_{i01})(I_{i02} - I_D)}{I_{i01} + I_{i02}}。 \tag{2.1.13}$$

当 $I_D = 0$ 时，上式就变为

$$\left.\frac{dI_D}{dV_D}\right|_{I_D=0} = \frac{e}{kT_e} \frac{I_{i01} \cdot I_{i02}}{I_{i01} + I_{i02}}。 \tag{2.1.13'}$$

由此可以看到，利用实验测得的双探针的特性曲线，求出特性曲线在 $I_D = 0$ 处的斜率，由上式就可求得电子温度 kT_e。由上式还可看到，利用双探针法测定电子温度与等离子体的空间电位无关，从而可以避免等离子体空间电位变化的影响，这是它的主要优点之一。下面还会看到，在有磁场的情况下，磁场对双探针特性曲线的影响也较小。当双探针完全相同时，由于 $I_{i01} = I_{i02} = I_{i0}$，则(2.1.13')就变为

$$\left.\frac{dI_D}{dV_D}\right|_{I_D=0} = \frac{eI_{i0}}{2kT_e}, \tag{2.1.13''}$$

利用上式测定电子温度就更简单了。

§2.1.2 静电探针方法中的几个问题

探针表面温升[8,9] 一切深入到等离子体内部的实物探针，都有着共同的缺点，即它们和等离子体会有强烈的相互作用，直接遭受粒子的轰击和电磁波的照射，从而会产生一定的温升，严重时甚至有可能使探针烧毁、熔化，从而对等离子体造成严重污染。为此我们必须估计一下，一个孤立的探针放到等离子体中时，其表面因受粒子轰击和电磁波辐照会产生多

大的温升。

从上节的分析，我们已经知道，当孤立探针放入等离子体中时，其表面将处于稳定的浮悬电位 V_F 上，并且在单位时间内打到探针表面上的正负带电粒子流相等。参照(2.1.4)式，可以求出单位面积探针表面由于与离子碰撞所接收到的功率为

$$P_i=\int\frac{1}{2}m_iv_i^2\cdot\frac{1}{4}v_idN_i(v_i)=\int_0^\infty\frac{1}{8}m_iv_i^3\cdot4\pi N_i\left(\frac{m_i}{2\pi kT_1}\right)^{3/2}v_i^2\exp\left(-\frac{m_iv_i^2}{2kT_1}\right)dv_i$$

$$=\frac{1}{4}N_i\sqrt{\frac{8kT_1}{\pi m_i}}\cdot2kT_1=\frac{1}{4}N_{i0}\bar{v}_i\cdot2kT_1, \tag{2.1.14}$$

式中 $\frac{1}{4}N_{i0}\bar{v}_i$ 可以认为是平均速度为 $\bar{v}_i$ 的离子在单位时间内与探针的单位表面积碰撞的次数，而 $2kT_1$ 则可认为是每个碰撞离子在每次与探针碰撞时所平均传递的能量。至于单位面积探针表面与电子碰撞所接收的功率也可用类似的方法计算。对于氢等离子体，单位时间内打到单位面积探针表面上的电子数与离子相等，即也等于 $\frac{1}{4}N_i\bar{v}_i$，但电子每次碰撞所传递的平均能量却与离子有些不同，因为探针表面存在负位垒 eV_f，只有沿探针表面法线方向的速度分量足够大的那些电子，才能克服负位垒 eV 而与探针碰撞，因而每个电子每次碰撞所传递的平均能量应为 $2kT_1+|eV_f|$（这里已假设电子温度和离子近似相等）。若电子速度是按麦克斯韦分布的，则由 $I_{e0}=I_e=I_{e0}\exp\left(\frac{eV_f}{kT_1}\right)$ 可求出位垒近似为

$$|eV_f|=\frac{1}{2}kT_1\ln\frac{m_i}{m_e}。 \tag{2.1.15}$$

因而，每单位面积的探针表面所接收的电子碰撞功率为

$$P_e=\frac{1}{4}N_{i0}\bar{v}_i\times\left(2+\frac{1}{2}\ln\frac{m_i}{m_e}\right)kT_1;$$

故单位面积探针表面因受粒子轰击所接收到的总功率为

$$P_P=P_i+P_e=\frac{1}{4}N_{i0}\bar{v}_i\left(4+\frac{1}{2}\ln\frac{m_i}{m_e}\right)kT_1。 \tag{2.1.16}$$

对于氢等离子体，$m_i=1.67\times10^{-27}\,\mathrm{kg}$，$\frac{1}{2}\ln\frac{m_i}{m_e}=3.8$，因此

$$P_P=4.85\times10^{-15}N_i(kT_1)^{3/2}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}})。 \tag{2.1.16'}$$

此外，我们还可估算一下单位面积探针表面所接收的辐射功率。这里我们只考虑最简单的情况，探针只接收韧致辐射功率。正如下章所述，等离子体每单位体积所发射的韧致辐射功率为

$$P_{ff}=1.54\times10^{-38}Z_{eff}N_e^2\sqrt{kT_e}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}})。$$

假设探针位于一个半径为 R 的等离子体的中心，那么单位面积探针表面所接收的辐射功率为

$$P_r=\frac{1}{4}P_{ff}R=0.385\times10^{-38}RZ_{eff}N_e^2\sqrt{kT_e}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}})。 \tag{2.1.17}$$

设氢等离子体，$N_e=N_i=10^{20}\,\mathrm{m^{-3}}$，$kT_1=kT_e=100\,\mathrm{eV}$，$Z_{eff}=10$，$R=0.2\,\mathrm{m}$，则由(2.1.16′)和(2.1.17)式可以求得单位面积探针表面所接收的粒子轰击功率和韧致辐射功率分别为

$$P_P=4.85\times10^8\,\mathrm{W\cdot m^{-2}},\ P_r=680\,\mathrm{W\cdot m^{-2}}。$$

由此可见，探针表面所接收的韧致辐射功率比其所接收的粒子轰击功率要小得多，在估计探针表面温升时可忽略辐射功率。

探针表面的温升可由热导方程来计算。为简单起见，只考虑一维热传导的情况。设探针表面的深度坐标为 x，则热导方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t}=\frac{\lambda}{\rho c}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \tag{2.1.18}$$

式中 λ、ρ、c 分别为探针材料的热导系数、密度和比热；其边界和初始条件是：

$$\text{当 } t=0 \text{ 时}, \quad T=T_0;$$

$$\text{当 } x=0 \text{ 时}, \quad -\lambda\frac{\partial T}{\partial x}=q_0=P_P。$$

显然这里假设，探针表面的热源就是粒子轰击探针表面所产生的热量。由(2.1.18)式及初始和边界条件可求出探针表面温度随时间的变化为

$$T(0,\ t)=T_0+P_P\sqrt{\frac{4t}{\pi\rho c\lambda}}。 \tag{2.1.19}$$

令 t_{max} 为探针表面温度升到 T_{max} 时所需要的时间，则由上式可得

$$t_{max}=\frac{1}{4}\pi c\lambda\rho\frac{(T_{max}-T_0)^2}{P_P^2}\simeq\frac{1}{4}\pi c\lambda\rho\frac{T_{max}^2}{P_P^2}。 \tag{2.1.20}$$

如果以材料的熔化温度作为最大允许温度 T_{max}，则

$$t_{max}=\frac{Q}{P_P^2}, \tag{2.1.20'}$$

式中 $Q=\frac{1}{4}\pi c\lambda\rho T_{max}^2$ 表征材料的性质，Q 值越高，使材料熔化所需要的时间就越长。表 2.1.1 列出了几种绝缘材料和不锈钢的 Q 值。由表可看出，不锈钢和氧化铝陶瓷都有较高的 Q 值。即使用它们分别做探针材料和复套材料，如用上例中的粒子轰击功率 $P_P=4.9\times10^8\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ 代入(2.1.20′)式，可求出 $t_{max}\simeq4\times10^{-4}\text{s}$。由此可见，实物探针置于高温等离子体中是有被迅速烧毁的危险的，所以实物探针一般不能用于高温等离子体诊断。在后面表 2.1.2 中还将列出静电探针常用的金属材料的其它特性参数。

表 2.1.1 探针材料的 Q 值

材　　料	Q 值[$(\text{W}\cdot\text{m}^{-2})^2\cdot\text{s}$]
石英玻璃	6×10^{12}
氧化铝陶瓷	1×10^{14}
尼　　龙	2×10^{10}
聚四氟乙烯	5×10^{10}
不锈钢	1×10^{14}

磁场对探针特性的影响[10~13]　磁场的存在对静电探针特性的影响，是静电探针用于热核实验等离子体诊断的重要障碍之一。这是因为磁场的存在，使探针理论变得十分复杂，至今还没有一种令人满意的关系式能够定量地说明在有磁场时的静电探针的特性。因此，我们在这里也只能作一些简单的定性说明。

我们知道，带电粒子在磁场 B 中要绕磁力线作拉摩回旋运动，其回旋半径和角频率分别为

$$r_c=\frac{mv_\perp}{eB}=\sqrt{\frac{2mE_\perp}{eB}},\quad \omega_c=\frac{eB}{m}。 \tag{2.1.21}$$

这里 $v_\perp$ 和 $E_\perp$ 分别表示带电粒子在垂直于磁场方向上的速度和能量。因而磁场的存在使

带电粒子的运动变成是各向异性的，在平行于磁场的方向上，粒子的运动不受磁场的影响，故其碰撞的平均自由程不变；在垂直于磁场的方向上，粒子绕磁力线作回旋运动，因而其平均自由程不可能大于拉摩圆的范围。这样，磁场的存在使探针理论变为两维问题，而且无碰撞条件不再成立了。因为前述的简单的静电探针理论包含有如下的近似条件：

$$\lambda \gg a \gg h, \tag{2.1.22}$$

这里 λ 是粒子平均自由程；a 是探针的大小（即探针半径）；h 是空间电荷鞘的厚度，它可以用德拜屏蔽长度来衡量。在无磁场时，λ 与粒子的碰撞截面有关，并且与粒子密度成反比。在气压为 10^{-1} 托(即密度 $N\sim 3.6\times 10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$)时，带电粒子的平均自由程在 10^{-2}m 量级。而德拜长度为

$$h=\sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{e^2N}}\simeq 7.4\times 10^3\sqrt{\frac{kT_e}{N}}\quad(\mathrm{m})。\tag{2.1.23}$$

可见在气压较低时，(2.1.22)式的条件是可以满足的。不过当气压较高(例如大于 1 托)或者存在强磁场时，(2.1.22)式的条件有可能不满足，这样，前述的简单的静电探针理论公式就不能应用了。

根据对探针特性的影响程度的不同，可以将磁场分为三类。如果电子回旋半径 $r_{ce}\geqslant\lambda$，则磁场为弱磁场，这时磁场对探针特性的影响不大，只是电子饱和电流稍有降低，在这种情况下，前述的探针公式仍可应用。如果 $r_{ce}<a\ll r_{ci}$（离子回旋半径），则为中等强度磁场，这时电子饱和电流将大大降低，而离子饱和电流基本上不受影响。图 2.1.7 表示了静电探针在中等强度磁场中取向不同时的特性，由图可明显地看出磁场对电子饱和电流的影响，但离子饱和电流基本上不受影响。这时仍可由半对数特性曲线 $\ln(I+I_{i0})$-V 线性部分的斜率来测定 kT_e。这是因为加上磁场 B 后，不可能改变等离子体的热平衡状态，因而只要电子速度分布仍是麦克斯韦分布，则由半对数直线的斜率仍可测定 $T_{e\parallel}$ 或 $T_{e\perp}$。当 $r_{ci}\lesssim a$ 时，磁场为强磁场，这时包括离子饱和电流在内的整个特性曲线，都要受到磁场的影响。磁场对探针特性有上述影响是不难理解的，因为在无磁场时离子、电子扩散到距探针半径为 λ（碰撞平均自由程）的球内，它们都可以无碰撞地直接到达探针表面而被其所接收。当有磁场存在时，在垂直于 B 的方向上，平均自由程变为 r_c 的量级，粒子能无碰撞地直接到达探针表面的范围缩小了，如图 2.1.8 中以 A_r 为边界所围的区域。这样，就使得能穿过磁场扩散到达探针表面的粒子流减少。探针收集的带电粒子电流近似地与扩散系数的平方根成正比，即

$$I_{i,e}=I_{i,e0}\sqrt{\frac{D_{i,e\perp}}{D_{i,e}}},\tag{2.1.24}$$

其中 $I_{i,e}$ 是垂直于磁场扩散而无碰撞地到达探针表面的离子、电子电流，$I_{i,e0}$ 是无磁场时的离子、电子电流；$D_{i,e}$ 是无磁场时离子、电子扩散系数，$D_{i,e\perp}$ 是垂直于磁场的扩散系数。它

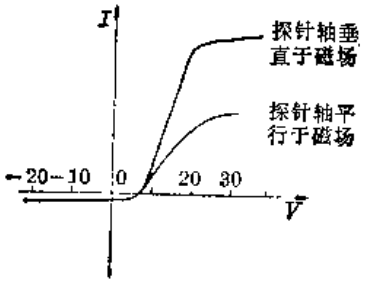


图 2.1.7 磁场对探针伏安特性的影响

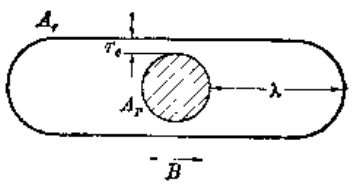


图 2.1.8 有磁场时粒子的平均自由程范围

们之间有如下关系：

$$D_\perp=\frac{D}{1+\omega^2\tau^2},$$

式中 ω 是回旋角频率，$\tau=(N\bar{\sigma}\bar{v})^{-1}$ 是碰撞间的平均时间(σ 是碰撞截面)。因为对于电子，在中等强度下，$B=0.01\mathrm{T}$ 时，乘积 $\omega\tau$ 就大于 10^2，可见在磁场比较小的情况下，$D_{e\perp}$ 就已显著降低，所以 B 对电子饱和电流的影响比较显著。而对于离子，由于 $\omega\tau\propto\frac{1}{\sqrt{m}}$，因而在磁场强度相同时，$(\omega\tau)_i^2$ 比 $(\omega\tau)_e^2$ 小近 2000 倍。因此，对于离子只有当 B 较大时，$D_{i\perp}$ 才显著减少，即只有当 B 很强时，离子饱和电流才有较显著的降低。

至于双探针，磁场对其特性的影响不象单探针那么严重，这是因为它所收集的电流主要决定于离子迁移电流。如果探针工作电压足够大，即使磁场强度高达几千高斯，伏安特性仍符合下列平方律关系：

$$I=I_{i0}\frac{2}{\pi}\left(\frac{eV}{kT_i}+1\right)^{1/2},\quad I_{i0}=S_ieN_i\sqrt{\frac{kT_i}{2\pi m_i}}。\tag{2.1.25}$$

由此可求出

$$N_i=3.32\times10^{11}\frac{1}{S_i}\sqrt{\frac{m_i}{m_e}}\left(\frac{dI^2}{dV}\right)^{1/2}。\tag{2.1.26}$$

因而，利用这个关系式仍可测定离子密度。

时间响应[14~19]及测量中应注意的其它问题 正如前述，用快速扫描的方法测量探针的伏安特性曲线是很有利的，就可以避免空间电位变化对测量结果的影响。此外，在许多情况下也要求进行快速测量，例如，当用静电探针测量脉冲或交变等离子体时，就要求测量特性曲线的时间必须比等离子体参数发生变化的特征时间短；当用静电探针来测量等离子体的振荡和涨落时，也需要进行快速测量。因此对静电探针的频率响应的研究也是一个很重要的问题。

我们知道，在等离子体中的探针周围要形成一层空间电荷层。当 V_P 变化时，空间电荷层也将随之变化，并且要经过一定的时间后才能达到新的平衡值，所以探针收集的粒子电流也将是逐渐地趋向新的平衡值的。由子电子速度远大于离子速度，电于几乎可以瞬时地响应外电压的变化，因此探针的响应时间将主要由离子的运动决定。我们知道，空间电荷层的厚度近似为一个德拜长度 $h=\left(\frac{\epsilon_0kT_e}{N_ee^2}\right)^{1/2}$，而离子运动的平均速度为 $\bar{v}_i=\sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}$ 量级，因此探针的最高频率响应大致是离子等离子体频率

$$\omega_{Pi}=\sqrt{\frac{N_iZe^2}{\epsilon_0m_i}}。\tag{2.1.27}$$

但实际情况更复杂些，因为静电探针工作于正、负 V_P 区的响应时间是有差别的。当静电探针工作于电子饱和电流区时，电子鞘层厚度的变化主要是由离子的运动引起的，因而其响应时间要慢些，约 $1\mu s$。当探针工作于离子饱和电流区时，离子鞘层厚度的变化主要是由电子的运动引起，因而其响应时间快些。当探针工作于过渡区时，离子鞘层几乎不变，只有电子的惯性限制了其频率响应，因而其响应时间可短达 $10^{-8}\mathrm{s}$。

在快速扫描测量中，要注意减小外部电路对地电容，特别在双探针测量中，整个电路都处于浮悬电位，对地的分布电容可能相当大，以致难以得到快速响应。

在测量时，若要用长电缆传输信号，必须注意阻抗匹配问题。静电探针的工作电流有时

很大，例如电子饱和电流很容易达到几个安培以上，所以负载电阻常常很小，一般在0.1欧姆以下，在这种情况下，电缆的阻抗匹配并不困难。但是这时供电电压源的内阻必须很小，同时参考电极要足够大，以使它的接触电阻足够小。此外，在强功率放电装置中，由于接地线不妥当，会使等离子体的某些部分产生高压，如果将静电探针信号直接引到记录仪器上，则有可能发生损坏仪器和危害生命安全的危险。因此，为了安全起见，最好将探针信号经变压器隔离后，再送到记录仪器上。

其它一些问题 在前述的静电探针的简单理论中，都是认为带电粒子到达探针后都被完全吸收。但是，实际情况不尽如此，总还会有一些其它过程存在，例如可能发生二次电子发射、电子的反射、光致电子发射和探针材料的溅射等。电子反射会使电子电流减小，幸好按麦克斯韦分布的电子到达探针时其速度分布不受 V_P 的影响，因而其反射系数不随 V_P 变化，所以电子反射现象并不会影响由过渡区 $\ln I$-V 曲线的斜率所测定的 kT_e 的数值。光致电子发射效应一般只有工作电压较高时和在高温等离子体中应用时才比较重要。二次电子发射效应会使探针在正偏压区测得的离子电流偏高；当探针工作在负偏压区时，由于二次电子仍被探针所收集，其影响不大。在强流放电中，二次电子发射还可能造成所谓"单极"电弧。实际上这时探针成为阴极，而离子鞘成为阳极，这种电弧可以使探针毁坏。为了减少二次电子的发射，就需要采用功函数高、二次发射系数低的材料做探针材料。

因此，除了要求探针材料的密度、比热和热导系数大，熔点高外，一般还要求其功函数大、溅射率小、二次发射系数小。表2.1.2给出了几种常用的探针材料的物理性质[120]。表中所列的溅射率是用电流密度为1A/cm²、能量为1keV的Hg离子轰击材料时所测得的实验值。最常用的探针材料是钼(Mo)、钨(W)和铂(Pt)。而绝缘材料通常是用高纯的氧化铝、陶瓷、玻璃和石英等；其它材料，如氧化铍、氮化硼等，也可以采用，它们都有较高的热导系数，而且氮化硼还比较容易加工。

表2.1.2 探针材料的物理性质

材 料	原 子 量	比重 (g/cm³)	功函数(V)	熔点(°C)	溅射率 (g/cm²)
Al	27	2.67	4.20	660.1	1.07
Fe	55.9	7.81	4.63	1535	2.31
Ni	58.7	8.9	4.91	1453	2.4
Mo	96	10.2	4.24	2610	3.9
Ta	181.0	16.6	4.13	2996	7.4
W	183.9	19.4	4.53	3395	7.7
Pt	195.2	21.45	5.36	1769	15.8

§2.2 感应式磁探针

无论是在天体等离子体还是实验室等离子体的运动规律中，磁场都起着十分重要的作用。特别是在磁约束热核实验装置中，存在着强大的磁场，这些磁场是由在外导体中或等离子体本身流动的电流所产生的。等离子体和磁场间存在着强烈的相互作用，人们就是利用这种相互作用来约束高温等离子体。等离子体中磁场的位形决定了等离子体的约束特性——宏观平衡和稳定性等。这样，要完全地了解磁约束等离子体的运动规律，就必须研究其中的磁场的空间分布及瞬时变化规律。因而在磁约束等离子体研究中，测量磁场的分布是

必不可少的。

等离子体内部磁场的测定方法大致可分为两类。一类是探针测量方法，其中最常用的是感应式磁探针。它的结构是十分简单的，实验室可以自制；而且结构形式及放置位置十分灵活和多样化，可以根据不同的需要制成不同形式的探针，放置在空间的不同位置。用它可以得到大量的有关等离子体运动特征的信息，如等离子体电流、位移，磁流体不稳定性，以及逆磁效应等。此外，在早期研究工作中还曾用过磁电探针（如霍尔探针等），虽然它具有灵敏度高、响应频带宽等独特的优点，但由于它结构比较复杂，需要大功率稳流源供电，而且它抗干扰、辐射、高温的性能较差，因而近来在高温等离子体诊断中已很少应用了。另一类是光谱方法，即利用磁场对等离子体辐射的影响，例如塞曼效应、法拉第效应等，来测定沿观测方向上等离子体内的平均磁场。在这里我们只介绍利用各种感应磁探针测定各种等离子体参数的方法，至于利用光谱方法测定等离子体内部磁场的分布，则将在第三章介绍。

§2.2.1 内部磁探针

内部磁探针实际上是一个插入等离子体中的小螺线管线圈，它的工作原理很简单。根据电磁感应定律，当线圈所在空间中的磁场发生变化时，由于穿过线圈横截面的磁通 ϕ 发生变化，在线圈两端将产生一个感应电动势

$$\mathscr{E}=-\frac{d\phi}{dt}=-S_{eff}\frac{dB_{\perp}}{dt}, \tag{2.2.1}$$

式中 $B_{\perp}$ 为探针所在空间磁感应强度 B 在线圈轴向的分量，$S_{eff}=NS+\Delta S$，N 为线圈匝数，S 为线圈横截面积，ΔS 是引线和接头所形成的附加的杂散面积。将 $\mathscr{E}$ 积分就可以求得 B。由此可见感应磁探针只能用来测量瞬变磁场，而不能测量静磁场。图 2.2.1*a* 表示磁探针结构的一个例子[21,22]，线圈绕在由绝缘材料做成的骨架上，然后将其固定在一个支撑管上，整个线圈和支撑管再套在绝缘套管内。常用的绝缘材料是石英、氧化铝陶瓷和硬玻璃等。当将探针接到实验装置上时，绝缘套和放电室之间应是真空密封的（如图 2.2.1*b* 所示）。在绕制线圈时，为了尽量减少引出线所形成的杂散面积，引线的一端要经过回线槽和另一端合并，将它们相绞成双绞线后从支撑管内引出。整个探针常常是很小的，例如有的套管外径小于 1cm。

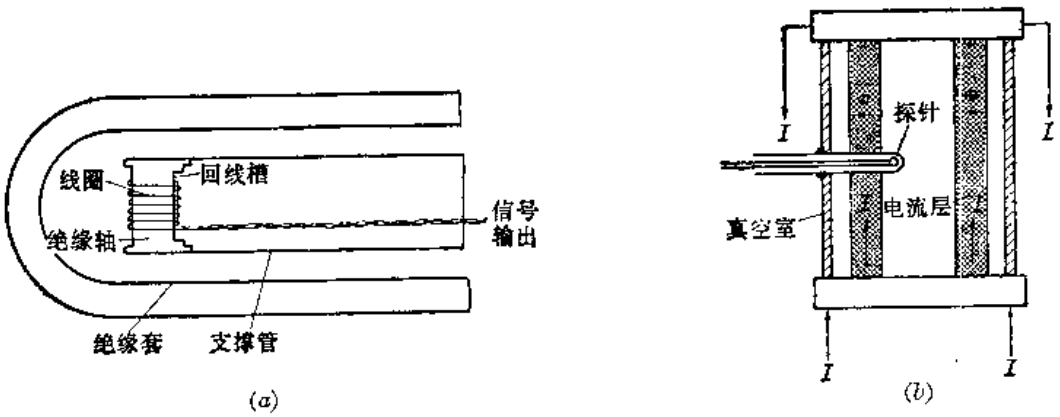


图 2.2.1

(*a*) 磁探针结构示意图；　(*b*) 探针与 Z 收缩装置的联接

很显然，为了使探针测量能达到较高的精度，我们要求探针：(1) 灵敏度高，即输出电压大，以大大超过附加的电噪声；(2) 频率响应快，以使探针输出信号能真实地反映磁场的快速

变化和涨落；(3) 空间分辨率高及对等离子体的扰动小，即探针的尺寸小。现在我们就来分析这些要求与探针几何参数间的关系。图 2.2.2*a* 是探针的等效电路，L_M、R_M、C_M 是探针的等效电感、电阻和电容。信号直接通过长的同轴电缆输送到测量仪器。为避免信号的反射，同轴电缆的终端负载阻抗 R_L 应与其特征阻抗 R_0 匹配。在阻抗匹配情况下，探针的输出负载 R_L 就等效于纯电阻 R_0。同轴电缆的特征电阻 R_0 约为 100 Ω 的量级，一般说来，它比 R_M、ωL_M 大很多，而比 $(\omega C_M)^{-1}$ 小很多，即

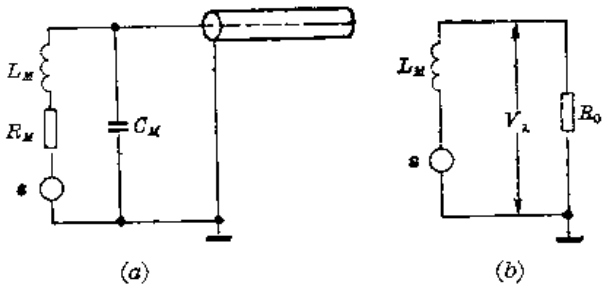


图 2.2.2 磁探针等效电路

$$L_M\omega,\ R_M \ll R_0 \ll \frac{1}{\omega C_M}。\tag{2.2.2}$$

这样，等效电路就简化为如图 2.2.2*b* 的电路，则其终端输出电压近似为

$$V_s \simeq \mathscr{E}\left(1-\frac{L_M}{R_0}\frac{1}{\mathscr{E}}\frac{dV_s}{dt}\right)\simeq \mathscr{E}。\tag{2.2.3}$$

而其频率响应主要由时间常数

$$\tau=\frac{L_M}{R_0}\tag{2.2.4}$$

决定[23]。因此，为了提高磁探针的高频响应，希望 L_M 尽可能小。若磁探针是个单层密绕的圆柱形线圈，其长度为 l、直径为 d，则其自感量为

$$L_M = KN^2 d\times 10^{-7}\quad (\text{H}),\tag{2.2.5}$$

其中 K 是与 $\left(\frac{d}{l}\right)$ 有关的数值，两者的关系见图 2.2.3。从上式可知，在保持探针灵敏度一定时，即 $NS=\frac{\pi}{4}d^2N$ 一定的情况下，宁可增大 d、而减少 N，以保证 L_M 尽可能小。然而从空间分辨率等要求来看，却希望减小 d 增加 N。因此，在设计磁探针时，应该根据具体情况，适当选择线圈的参数 N、d、l，以兼顾各方面的要求。对磁约束装置上用的磁探针来说，一般 N 在几十匝以内。

由上述可知，由磁探针的输出只能得到与 $\frac{dB}{dt}$ 成正比的信号。要得到磁场的数值，就

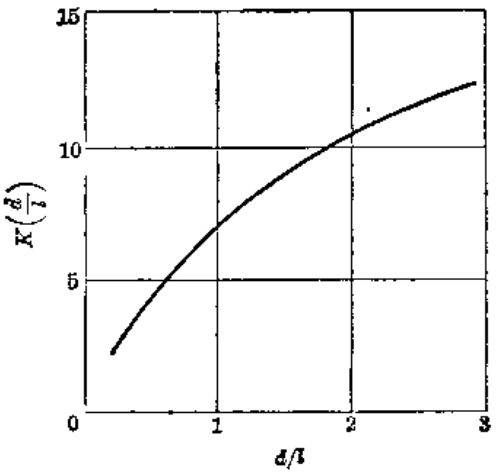


图 2.2.3 短线圈自感量修正系数

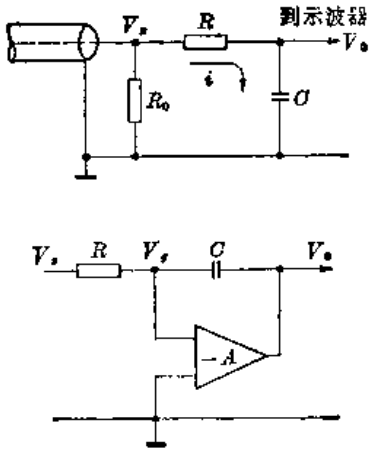


图 2.2.4 磁探针的积分电路

必须对 $\mathscr{E}$ 或探针终端电压 V_x 进行时间积分，故我们就来研究探针信号的积分问题。最简单的积分器如图 2.2.4*a* 所示。为了避免积分电路影响电缆的阻抗匹配，要求积分电阻 $R \gg R_0$。同时也要求示波器或其它记录仪器的输入阻抗是高的，才不致影响积分器的正常工作。该积分器的电路方程为

$$V_x - V_0 = iR,$$

而

$$V_0 = \frac{1}{C}\int i\,dt,$$

故

$$V_0 = \frac{1}{RC}\int_0^t V_x dt - \frac{1}{RC}\int_0^t V_0\,dt。 \tag{2.2.6}$$

由此可知，要得到理想的积分效果，就要求上式右边第二项甚小而可忽略，即

$$RC \gg t, \quad 或 \quad V_0 \ll V_x。$$

不过，这样积分器输出的信号幅度也就会大大衰减，这是简单 RC 积分器的一个缺点。这可以利用有源积分器的负反馈效应来加以改进，其原理如图 2.2.4*b* 所示。用类似的方法可以得到该积分器的输出电压为

$$-V_0 = \frac{A_i}{A_i+1}\cdot\frac{A_v}{A_v+1}\left[\frac{1}{RC}\int_0^t V_x dt + \frac{1}{A_v RC}\int_0^t V_0 dt\right]$$

$$\simeq \frac{1}{RC}\left[\int_0^t V_x dt + \frac{1}{A_v}\int_0^t V_0 dt\right], \tag{2.2.6'}$$

式中 A_i、A_v 为放大器的电流、电压增益。由此可以看到，当放大器的增益很大时，在 RC 值相同的条件下，该积分器的积分误差比简单积分器小多了[24,25]。此外，该积分器的输入、输出阻抗都很小，便于前后电路的联接和电缆阻抗匹配。因此，在实际应用中，都常用这种积分器。

由(2.2.1)和(2.2.6)式可知，为了精确地测定磁场的绝对值，除了示波器或其它记录仪器本身的标定外，还必须精确地知道探针的有效截面 S_{eff} 和积分时间常数 RC。RC 可以用电子学的方法测量，而且可很容易地达到所需要的测量精度。而探针的有效截面 S_{eff} 通常是用以下的几种方法测量和标定的[26~28]：(1) 直接测量线圈的几何尺寸，这是最简便的一种方法，但对微型探针来说，几何尺寸不容易准确地测定，而且线圈引线等所包含的杂散面积，在 S_{eff} 中所占的比例可能比较大，它又不容易测量。因面，直接测量会产生较大的误差；(2) 将待标定的探针和一个尺寸已知的标准线圈置于同一脉冲磁场中，比较两者的输出。这就是所谓二次标定方法，它无需知道磁场的数值，且比较容易精确测定，故是测量工作中常用的方法。该标定方法虽然需要一个标准的比较线圈，但不要求它的尺寸很小，因而它可做得很精确。故用这种方法标定可以很容易地达到 1% 的精度；(3) 将待标定的探针放在一个强度已知的脉冲磁场中，测量其输出电压。这种标定方法可以直接标定整个探针系统（包括积分器和示波器或其它记录系统），而且如果标准磁场是方波脉冲磁场或是频率可调的简谐变化的磁场，则通过标定，还可以测定探针系统的频率响应。标定用的标准磁场可由通过一个单层长螺线管线圈（图 2.2.5*a*）或所谓亥姆霍兹线圈（图 2.2.5*b*）的脉冲电流 I 所产生。这两种线圈中心的磁感应强度分别为

$$B_a = \mu_0 \frac{n_a}{l} I, \tag{2.2.7}$$

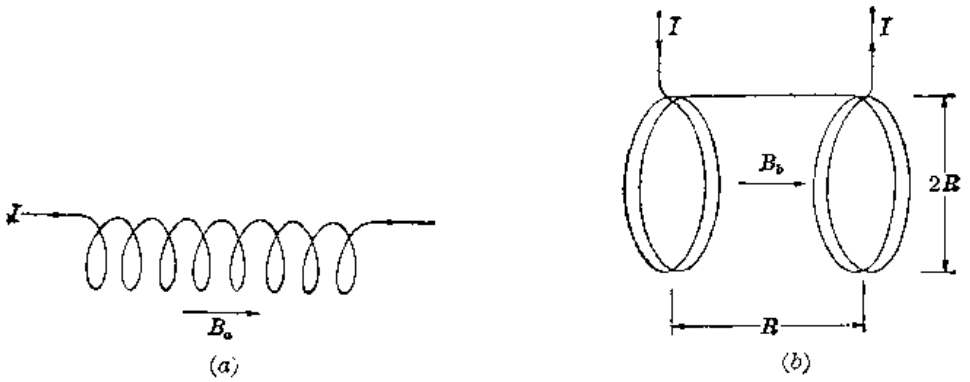


图 2.2.5 标准磁场的产生

(a) 单层长线圈; (b) 亥姆霍兹线圈

$$B_b = \mu_0 \frac{0.715}{R} n_b I。$$

式中 n_a 为长线圈的总匝数，l 为线圈长度；n_b 为亥姆霍兹线圈每边的匝数，R 为线圈的半径及两线圈的距离。由于亥姆霍兹线圈更便于磁探针伸入，并且它的磁场在距中心为 $0.3R$ 的范围内基本上是均匀的，偏差不会超过 1%，因此常用它来作标定的标准磁场。该标定方法的主要缺点是需要功率较大的脉冲电流源，有时这种电源难以得到。

由于探针周围的等离子体具有一定的空间电位，它和探针间的电容耦合，会产生一定的干扰信号。为避免这种静电干扰，最直接的一种办法是对探针进行静电屏蔽，即用开缝的导体层或导电栅做成的屏蔽套，将探针套在其内，并使屏蔽套接地。此外，减小探针的输出负载电阻 R_L，也可减弱电容耦合所造成的干扰。这是因为当等离子体相对于探针的电位为 U_P 时，只要 $\omega R_L C_P \ll 1$（C_P 是等离子体和探针间的耦合电容，一般在 10 pF 量级，故在一般探针的工作频率范围内，该不等式总是成立的），干扰电压由

$$U_n = \omega R_L C_P U_P \tag{2.2.8}$$

给出。当同轴电缆是终端阻抗匹配的情况，即 $R_L = R_0$，是小的数值（$\sim 100\,\Omega$），可以减弱静电耦合的干扰电压。最后，还有一种巧妙的方法可以进一步消除静电干扰的影响，这就是利用具有接地的中心抽头的平衡探针线圈，并将它的两个输出端接到一个差分放大器的两个输入端（图 2.2.6）。这时由于探针的两部分线圈是对称的，其输出信号中的磁感应分量是大小相等、符号相反的差动信号，而静电感应分量是大小相等、符号相同的共模信号，它们经过差分放大器后，共模信号将被抑制，从而可以大大地减弱静电干扰。

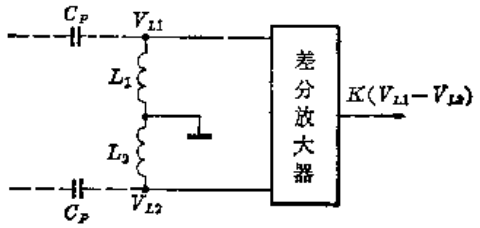


图 2.2.6 静电干扰补偿法

探针与等离子体的相互作用，除了上节讲到的探针会发热外，在用磁探针测量等离子体内部磁场分布时，还要考虑到由于探针的引入使探针附近的等离子体运动的分布形态所发生的变化[29~33]。而在不少的磁约束等离子体装置中，等离子体本身电流所产生的磁场起重要作用，电流分布的改变就会引起磁场的畸变。显然，为了尽量减少磁场畸变所引起的测量误差，希望探针的尺寸尽量的小。

下面我们介绍磁探针在早期等离子体诊断中应用的一个例子[34]。这就是利用磁探针测量 Z 收缩等离子体内部磁场的时空分布，从而可以测定等离子体电流密度分布。由麦克

斯韦方程

$$\left.\begin{aligned}\nabla\times\boldsymbol{H}&=\boldsymbol{J},\\ \nabla\times\boldsymbol{E}&=-\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t},\\ \boldsymbol{B}&=\mu\boldsymbol{H}\end{aligned}\right\}$$

可知，原则上只要求得了磁场的时空分布，就可以推算出等离子体电流密度和电场的分布。不过要测量磁场的空间分布却不是一件容易的事情。幸好 Z 收缩装置具有轴对称性，空间磁场主要是等离子体电流所产生的角向场，因此在这样情况下，只需测量角向磁场的径向分布，就是说在图 2.2.1b 中只需改变探针伸进去的深度，就可以测出磁场分布。这时的麦氏方程就可简化为

$$j_z=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{B_\theta}{\mu}\right)。\tag{2.2.9}$$

图 2.2.7a 就是一组测量数据，其中 (a) 是放电电流波形，(b_1-b_4) 是在 $r=15$、10、5、3 厘米处测得的磁场波形。$(c_1\sim c_7)$ 则是根据(2.2.9)式求出的在不同时刻 $(\tau_1\sim\tau_7)$ 时电流密度 j_z 的空间分布。从这里可明显地看到等离子体的箍缩过程。在 τ_1(约 1.4 μs)时，等离子体电流集中在外壁附近，然后逐渐向中心移动，在 τ_7(约 6.5 μs)时，电流就差不多全部压缩到了轴心附近约 1 厘米以内了。这个结果和光学测量的结果是一致的。显然这一类数据对于验证和分析等离子体的收缩机制是很有用的。

在托克马克装置中也曾用磁探针测量等离子体内部磁场，从而获得电流密度、电场分布的重要数据[35,36]。

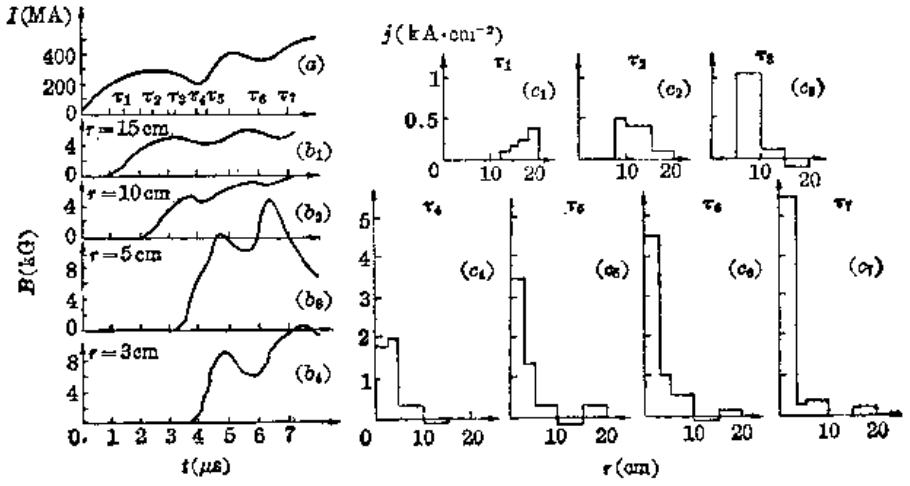


图 2.2.7 Z 收缩装置磁探针诊断结果
(a) 电流波形；(b) 磁场分布；(c) 电流分布计算值

§2.2.2 罗柯夫斯基线圈

罗氏线圈是测量强脉冲电流的有效工具，它是一个环绕待测电流的均匀密绕环形螺线管线圈，图 2.2.8 是用罗氏线圈测量脉冲电流的示意图。待测的脉冲电流 I 在线圈周围空间产生瞬变的角向磁场，使穿过线圈的磁通产生变化，从而在线圈两端产生感应电动势

$$\mathscr{E}_I=-\sum_i^N\frac{d\phi_i}{dt}=-\sum_i^N\frac{d}{dt}(\mu\boldsymbol{H}_i\cdot\boldsymbol{S}_i),\tag{2.2.10}$$

其中 H_i 和 ϕ_i 是第 i 线圈处的磁场强度和通过该线圈的磁通量；μ 是介质的导磁率，如果线圈是绕在非磁性材料上的话，则 $\mu=\mu_0$。令 l 表示螺线管线圈的周长，N 表示总匝数，由于线圈是均匀密绕的，所以

$$dl=\frac{l}{N}dN。$$

又因为线圈的小截面均为 S，并且处处垂直于 dl，因此感应电动势可改写为

$$-\mathscr{E}_I=\frac{\mu SN}{l}\frac{d}{dt}\oint \boldsymbol{H}\cdot d\boldsymbol{l}。 \tag{2.2.11}$$

根据全电流定律，对于电流外的任何闭合回路有

$$\oint \boldsymbol{H}\cdot d\boldsymbol{l}=I,$$

因此

$$-\mathscr{E}_I=\frac{\mu SN}{l}\frac{d}{dt}I=M\frac{dI}{dt}, \tag{2.2.12}$$

式中互感系数 M 是个常数$\left(\frac{\mu SN}{l}\right)$，与 I 的空间分布无关，因此测出 $\mathscr{E}_I$ 的波形就可以得出 I 的波形。

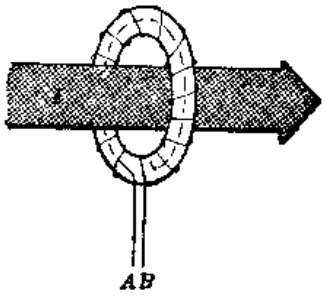


图 2.2.8 罗氏线圈测量电流的示意图

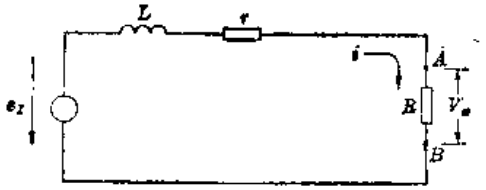


图 2.2.9 线圈等效电路

电动势 $\mathscr{E}_I$ 相当于螺线管两端 AB 的开路电压。若在 AB 两端直接加上一个较小的负载电阻 R(如图 2.2.9 所示)，线圈中就有电流 i，情况就会发生变化。一般说来，这样一个线圈对于主回路的反作用是可以忽略的，即主电流 I 基本上不受线圈电流 i 的影响。但是，由于线圈自感量 L 和内阻 r 上所产生的电压降，会使 AB 端的电压 V_R 不同于 $\mathscr{E}_I$，故此时

$$V_R=-\mathscr{E}_I-L\frac{di}{dt}-ir=iR。$$

特别当

$$\left|L\frac{di}{dt}\right|\gg i(R+r), \tag{2.2.13}$$

或用简谐波分量法表示，即当

$$\omega L\gg(R+r) \tag{2.2.13'}$$

时(其中 ω 代表所测电流波形频谱中的下限频率)，就可得到

$$-\mathscr{E}_I=M\frac{dI}{dt}\simeq L\frac{di}{dt},$$

因此

$$\frac{I}{i}=\frac{L}{M}。$$

而

$$L=\mu\frac{S}{l}N^2, \tag{2.2.14}$$

所以

$$I=Ni,$$

$$V_x=iR-\frac{RI}{N}。\tag{2.2.15}$$

V_x 与 I 成正比例，线圈等于是一个电流互感器。用这种方法来求 I 的波形是十分方便的，不过，在设计时必须注意条件(2.2.13)，这对慢过程来说是有困难的。例如，设线圈小直径为 a，环长为 l，用直径为 d 的漆包铜线单层密绕，并且没有磁芯的话。那末

$$N=\frac{l}{d},$$

$$L=\mu\frac{S}{l}N^2=4\pi\times10^{-7}\frac{\frac{\pi}{4}a^2}{l}N^2\simeq10^{-6}\frac{a^2l}{d^2},$$

$$r=\rho\frac{\pi aN}{\frac{\pi}{4}d^2}=4\rho\frac{al}{d^2},$$

这里 ρ 是铜的电阻系数，约为 $1.6\times10^{-8}\Omega\cdot m$。因此

$$\frac{L}{r}=\frac{1}{4}\times10^{-6}\frac{ad}{\rho}\approx15ad。$$

若 $a=1cm$，$d=0.1cm$，则信号中低频分量的频率只有在大于 10^4Hz 时，才能满足条件(2.2.13)式。所以对于快装置，例如角收缩装置，条件(2.2.13)比较容易满足。但是对于象托卡马克那样的慢过程实验装置，这个条件可能无法达到。于是只有采取相反的条件：

$$\left|L\frac{di}{dt}\right|\ll i(R+r)\tag{2.2.16}$$

或

$$\omega L\ll R\quad(\text{一般 }r\ll R,\ r\text{ 可忽略}),\tag{2.2.16'}$$

这里 ω 应当是 I 频谱中的上限频率，这时就有

$$V_x=-\mathscr{E}_I=M\frac{dI}{dt}。\tag{2.2.17}$$

这和上一节所述的小磁探针一样，要利用积分电路将 V_x 进行积分，才可以得到 I 的波形。它的结果虽然不如上述电流变换器那样简单明了，但是它却适用于较宽广的频率范围，同时用电子学的积分电路也可以获得良好的积分效果。不过要注意到罗氏线圈常常具有比较大的自感量，为满足条件(2.2.16')，要求线圈的负载电阻 R 的数值也要比较大，在这种情况下，直接用长电缆传输信号不容易达到阻抗匹配条件。对于快速过程，为避免信号反射，就需要用电子放大器等办法进行阻抗匹配，或者先用积分器对信号积分后，再用长电缆传输给示波器或其它记录仪器。

在利用罗氏线圈测量脉冲电流时，还必须注意一个问题，即由于螺线管本身是环形的，所以若有其它交变磁力线穿过它(例如在托卡马克上，沿着环电流方向就有一个强大的纵磁场)时，也同样会产生感应电动势，从而对待测量信号造成严重的干扰。为消除这种干扰，最常用的办法是把线圈绕线的终端穿过各匝线圈引回到始端，即沿螺线管大环绕一条返回线。此外，利用双股线并绕，也可以消除这种干扰。

罗氏线圈的绕制很简单。例如，可以选用一段适当粗细的同轴电缆线做线圈骨架，在其绝缘外皮上密绕线圈，而利用电缆芯线作返回线，将它围在待测电流上就行了。若有延迟线

形式的电缆，用它来做罗氏线圈就更简单，这时可直接利用其螺旋导体做螺线管线圈，利用其芯线做返回线。

在受控聚变实验装置中，电流波形的测量是很重要的。例如，在直线角收缩装置中，提供压缩磁场的单匝线圈的电流波形是阻尼振荡的形式，它的振幅和周期决定了磁能和磁压的数值。在托卡马克装置中，等离子体环电流是等离子体的基本参数之一，从测量到它的波形就可以大致判断高温等离子体中所发生的一些基本过程。例如，图 2.2.10a、b 表示了托卡马克装置中稳定放电状态下的等离子体电流 I_P 和环电压 V_P 的波形，其电流波形的特点是具有足够长的平台，而电压波形是从开始时很高的数值迅速地下降到很小的数值。这是因为气体击穿后随着温度的增加，它的电导率迅速地增大的缘故。图 (c)、(d)、(e) 是不稳定放电状态下的 $\frac{dI_P}{dt}$、I_P、V_P 波形，电流波形中没有平台，而且有小振荡，从 $\frac{dI_P}{dt}$ 图形中就更清楚地看出这种振荡。图 (e) 的电压波形也有相应的振荡。这种振荡反映了等离子体的不稳定过程。此外，从电流、电压测量的数据，还可推算出其它一些重要的等离子体参数(如电子温度和欧姆加热功率等)。例如，我们知道，托卡马克装置上等离子体环电压一般是等于等离子体电阻和电感上的电压降之和。在电流平台区，可近似地把等离子体看成是纯电阻，则从平台区电流、电压的数据就可求出等离子体电阻

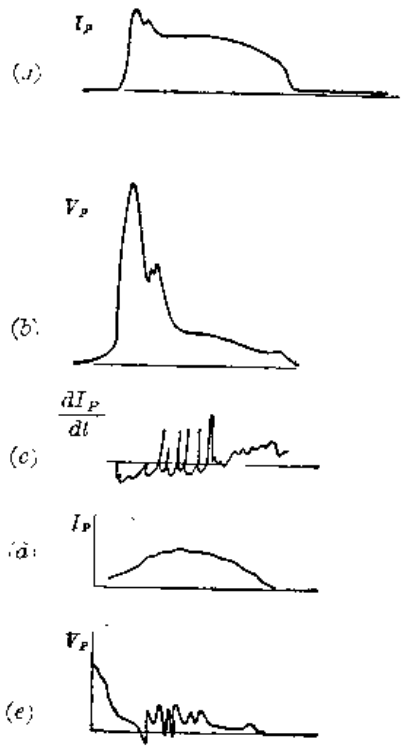


图 2.2.10

$$R_i = V_P / I_P,$$

从而可以求出等离子体平均的电导率

$$\sigma = \frac{1}{R_i}\frac{2\pi R}{\pi a^2} = \frac{I_P}{V_P}\cdot\frac{2R}{a^2}, \tag{2.2.18}$$

式中 R 为等离子体大环半径，a 是等离子体柱半径。根据斯必泽 (Spitzer) 等人[37] 的计算，等离子体电导与电子温度的关系为

$$\sigma = 3.28\times10^4\frac{\gamma}{Z_{eff}}\cdot\frac{(kT_e)^{3/2}}{\ln\Lambda}\quad(\mathrm{S\cdot m^{-1}}), \tag{2.2.18'}$$

其中 Z_{eff} 是等离子体离子的有效电荷数；γ 是与 Z_{eff} 有关的比例系数(数值参见附录 VI)；$\ln\Lambda$ 称为库仑对数，在第三章中还要讲到它，它在热核工程所关心的等离子体参数范围内变化不大，约为 10～20；kT_e 是电子温度，单位是电子伏。由上式就可以求出电子温度 (当 Z_{eff} 已知时)，或者可以求出有效电荷数 Z_{eff}(当 T_e 已知时)。这种估计当然是比较粗略的，然而它的测量方法比较简单，在装置调整过程中，作为初步估计还是有价值的。

§2.2.3 位移探针[38~49]

在高温等离子体中，随着等离子体温度的增高，等离子体与伸入其中的实物探针的相互作用更加强烈，以致不能使用内部磁探针来测量等离子体内部磁场分布了，在这种情况下，只能借助于外部磁感应探针来测量等离子体外部的磁场。虽然，这样的测量不可能测得等

离子体电流的空间分布，但在一定条件下，利用特殊形式的外部磁探针，仍有可能获得等离子体电流分布的某些特征，如电流重心的位置，电流分布的某些振荡特征等，而这些量的测量对于研究等离子体的约束特性来说都是十分有用的。特别是在托卡马克类型的装置中，等离子体本身是载流导体。根据电动力学的普遍规律，作用在电流系统中的电动力，总是趋向于使系统的电感增大。对环形载流等离子体，这就意味着环半径的扩大。同时等离子体的气体动力压强又进一步加强了这种扩张力。因而，为了平衡等离子体使其不致遭受损失，需要外加一个平行于环主轴的附加垂直磁场 B_z，通过它与等离子体电流的作用，产生一个沿大半径方向向内的作用力。B_z 场可由包围等离子体的良导体壳的涡流产生，或由外部线圈中的反馈控制电流所产生。在这种情况下，等离子体位移的测量是十分重要的，一方面它是等离子体是否达到宏观平衡的标志；另一方面，在等离子体反馈平衡控制系统中，它又是所产生的位置偏差信号的来源。在托卡马克类型装置中，等离子体中心位置的测量，通常采用两种方法，即对称探针法及正弦、余弦探针法。下面我们分别介绍这两种方法。

对称探针[38~41] 所谓对称探针是指由一对参数相同的磁探针所组成的系统，这两个探针位于环的同一赤道平面中，并且相对于环的小截面几何中心对称地分布，它们用来测量环电流所产生的角向磁场。图 2.2.11 中的探针 A、B，就是用来测量等离子体水平位移的对称探针。图中外圆周表示起平衡作用的导电壳，通常探针放在导电壳与真空室(图中未画出)之间。设探针到几何中心 O 的距离为 d，等离子体截面中心 O' 偏离 O 的距离为 Δ。为了便于对对称探针工作原理的理解，我们先假设一种最简单的模型，即没有导电壳，且等离子体为直圆柱形分布的情况，此时长线电流的磁场为 $\frac{\mu_0 I}{2\pi x}$ (I 电流，x 距离)，两个探针输出经过积分后所得到的信号之和 U_+ 及差 U_- 分别为

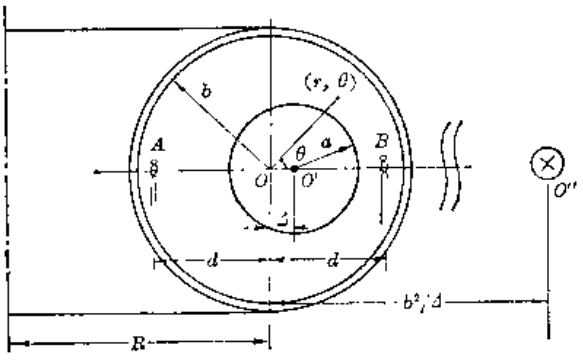


图 2.2.11 导电壁及镜象电流

$$\left.\begin{aligned} U_+ &= U_B + U_A = k\frac{\mu_0 I}{2\pi(d-\Delta)} + k\frac{\mu_0 I}{2\pi(d+\Delta)} \simeq k\frac{\mu_0 I}{\pi d}, \\ U_- &= U_B - U_A = k\frac{\mu_0 I}{2\pi(d-\Delta)} - k\frac{\mu_0 I}{2\pi(d+\Delta)} \simeq k\frac{\mu_0 I \Delta}{\pi d^2}, \end{aligned}\right\} \tag{2.2.19}$$

因此

$$\Delta = \frac{U_-}{U_+} d,$$

这里 k 为探针的比例系数，并假设 $d \gg \Delta$。于是只要测出 U_-/U_+ 的比值，就可以得出位移 Δ。如果存在有外层导体壳，并假定它为理想导体，则根据理想导体表面法向磁场为零的条件知道，它对长线电流产生的磁场的影响相当于存在一个镜象电流，它与几何中心的距离为 $\frac{b^2}{d}$(图 2.2.11)，其电流方向和等离子体电流相反。在 $a^2 \ll d^2 < b^2$ 及 $d^2 \ll \frac{b^4}{\Delta^2}$ 近似条件下，不难求出

$$\left.\begin{aligned} U_B &= k\frac{\mu_0 I}{2\pi}\left(\frac{1}{d-\Delta}+\frac{1}{b^2/\Delta-d}\right),\\ U_A &= k\frac{\mu_0 I}{2\pi}\left(\frac{1}{d+\Delta}-\frac{1}{b^2/\Delta+d}\right),\\ \frac{U_-}{U_+} &= \frac{b^2+d^2}{b^2 d}\,\Delta_0 。\end{aligned}\right\} \tag{2.2.20}$$

若考虑环形等离子体电流，并且有理想导体壳和外加垂直场 B_z 时，情况就相当复杂。由等离子体宏观平衡理论可以得到如下的对称探针计算公式[41]：

$$\left.\begin{aligned} &\frac{U_-}{U_+}=\left(\Delta-\Delta_0-\frac{a^2}{b^2}\Delta_B\right)\frac{d\left(1+\frac{b^2}{d^2}\right)}{b^2-a^2}\\ &\text{(当垂直场在探针中产生的信号已扣除时)},\\ &\frac{U_-}{U_+}=\left(\Delta-\Delta_0-\frac{d^2+a^2}{d^2+b^2}\Delta_B\right)\frac{d\left(1+\frac{b^2}{d^2}\right)}{b^2-a^2}\\ &\text{(当垂直场在探针中产生的信号未被扣除时)},\end{aligned}\right\} \tag{2.2.21}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} \Delta_B &= \frac{2\pi b^2 B_z}{\mu_0 I},\\ \Delta_0 &= \frac{1}{2R}\left[a^2\ln\frac{b}{a}+\frac{d^2(b^2-a^2)}{b^2+d^2}\left(1+\ln\frac{b}{d}\right)\right],\end{aligned}\right\} \tag{2.2.21'}$$

这里 Δ_0 是由于电流成环形后而引入的修正，当大环半径 $R\to\infty$ 时，$\Delta_0\to 0$；Δ_B 则是由于外加的垂直场 B_z(包括一些散杂场的垂直分量)所引起的修正量。由此可见，信号 $\frac{U_-}{U_+}$ 和偏移 Δ 仍有线性关系。如果导体壳不是理想导体且其上开有割缝，上式就需要进一步加以修正，不过理论上是难以计算的，一般由模拟实验来测定 $\frac{U_-}{U_+}$ 与 Δ 的关系。图 2.2.12 是苏联 T-3 装置中，当 $d=20$ cm 时，假设不同的 a 值而计算得出的 Δ 与 $\frac{U_-}{U_+}$ 的线性关系，它与用导电环做的模拟测量是一致的，也与快速照相观察发光中心的数据大致符合的。

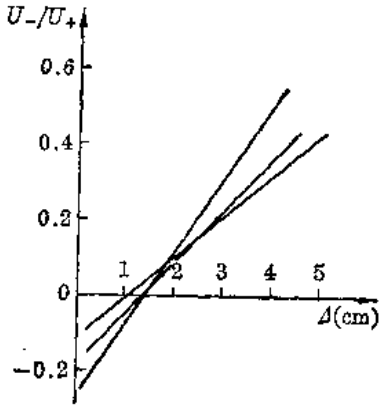


图 2.2.12 对称探针的计算曲线，三根直线代表三个不同的 a 值

cos 线圈和 sin 线圈[42~49] 正弦、余弦探针是罗柯夫斯基线圈的变形，它们沿环的绕线密度不是均匀分布的，而是按照正弦或余弦分布的，即

$$\frac{dN}{bd\theta}=n_0\sin m\theta \quad 或 \quad \frac{dN}{bd\theta}=n_0\cos m\theta, \tag{2.2.22}$$

式中 b 为线圈的大半径，N 为匝数，n_0 为最大绕线密度，$\frac{dN}{d\theta}$ 为负号时表示线圈的绕线方向反向，见图 2.2.13。这样的线圈称为 m 阶正弦、余弦探针，而罗柯夫斯基线圈实际上是零阶余弦探针。它们都是用来测量角向磁场的各阶傅里叶分量。如果要测量径向磁场，就要采用所谓鞍形正弦或余弦线圈，这些线圈的截面处处垂直于径向，截面大小按正弦或余弦规律变化。

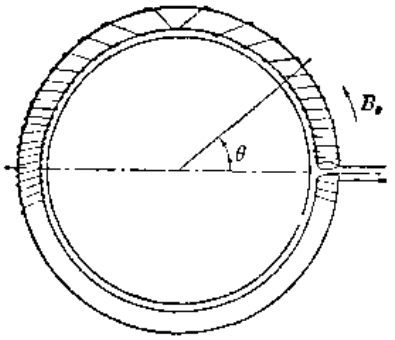


图 2.2.13 余弦探针

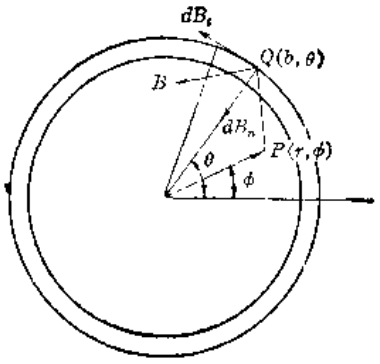


图 2.2.14 柱形电流产生的磁场

为了便于说明正弦或余弦探针能够测量些什么量，我们仍首先考虑直圆柱等离子体的情况，其中电流方向与轴平行，但电流密度分布是非轴对称的。图 2.2.14 表示它的横截面，内圆表示电流分布范围，其面积为 A。设 $P(r,\phi)$ 处的电流密度为 j，它在 $Q(b,\theta)$ 处所产生的切向和径向磁场为

$$\left.\begin{aligned} dB_t(\theta)&=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{b-r\cos(\theta-\phi)}{b^2+r^2-2br\cos(\theta-\phi)}\,j\,dA,\\ dB_n(\theta)&=\frac{\mu_0}{2\pi}\frac{r\sin(\theta-\phi)}{b^2+r^2-2br\cos(\theta-\phi)}\,j\,dA,\end{aligned}\right\}\tag{2.2.23}$$

其中 dA 表示 P 点处的微分面积。于是，由此可得到

$$\left.\begin{aligned}\int_0^{2\pi}B_t\cos m\theta\,d\theta+\int_0^{2\pi}B_n\sin m\theta\,d\theta&=\frac{\mu_0}{b}\int_A j\left(\frac{r}{b}\right)^m\cos m\phi\,dA=\frac{\mu_0}{b}J_{mc},\\ \int_0^{2\pi}B_t\sin m\theta\,d\theta-\int_0^{2\pi}B_n\cos m\theta\,d\theta&=\frac{\mu_0}{b}\int_A j\left(\frac{r}{b}\right)^m\sin m\phi\,dA=\frac{\mu_0}{b}J_{ms}.\end{aligned}\right\}\tag{2.2.24}$$

等式左边就是 $B_t(\theta)$ 和 $B_n(\theta)$ 按傅里叶级数展开的各项系数，它可由 $\cos m\theta$ 和 $\sin m\theta$ 线圈来测量。右边的项随 m 面异：

$$\text{当 } m=0,\quad \left.\begin{aligned}J_{0c}&=\int_A j\,dA=1,\\ J_{0s}&=0;\end{aligned}\right\}\tag{2.2.25}$$

$$\text{当 } m=1,\quad \left.\begin{aligned}J_{1c}&=\frac{1}{b}\int_A jx\,dA=\frac{1}{b}IX,\\ J_{1s}&=\frac{1}{b}\int_A jy\,dA=\frac{1}{b}IY;\end{aligned}\right\}\tag{2.2.26}$$

$$\text{当 } m=2,\quad \left.\begin{aligned}J_{2c}&=\frac{1}{b^2}\int_A jr^2\cos 2\phi\,dA=\frac{1}{b^2}IM,\\ J_{2s}&=\frac{1}{b^2}\int_A jr^2\sin 2\phi\,dA=\frac{1}{b^2}IN,\end{aligned}\right\}\tag{2.2.27}$$

式中 $$M=X^2-Y^2+\frac{1}{I}\int_A jp^2\cos 2\alpha\,dA;\quad N=2XY+\frac{1}{I}\int_A jp^2\sin 2\alpha\,dA,$$

(p,α) 是积分面积内各点以 (X,Y) 为原点的极坐标。由此可见，$m=0$ 时，余弦线圈就变为罗柯夫斯基线圈，可以测量总电流 I。$m=1$ 时，式中 $x=r\cos\phi$，$y=r\sin\phi$ 是各点的直角坐标值，面 X 和 Y 相当于电流分布"重心"的坐标，因此用 $\sin\theta$ 和 $\cos\theta$ 线圈可以测出电流重心位置，即前面所述的位移量。$m=2$ 时，由于

$$p\cos\alpha=r\cos\phi-X;\quad p\sin\alpha=r\sin\phi-Y,$$

所以 IM 和 IN 就相当于电流分布的一种二阶矩。

正弦或余弦线圈的绕制比较困难，实际上常用一种绕线密度随角度阶跃变化的矩形分布线圈 $\xi_{cm}(\theta)$、$\xi_{sm}(\theta)$ 来分别代替 $\cos m\theta$、$\sin m\theta$ 线圈。图 2.2.15a_1、a_2 分别表示 ξ_{c1} 和 ξ_{s1} 随角度 θ 的变化形式，图 2.2.15b 表示按 ξ_{s1} 分布的鞍形线圈。ξ_{s1}、ξ_{c1} 的傅里叶级数展开式分别为

$$\left.\begin{aligned}\xi_{s1}&=\frac{1}{\pi}2\sqrt{3}\,n_0\left(\sin\theta-\frac{1}{5}\sin 5\theta+\frac{1}{7}\sin 7\theta-\frac{1}{11}\sin 11\theta+\cdots\right),\\ \xi_{c1}&=\frac{1}{\pi}2\sqrt{3}\,n_0\left(\cos\theta-\frac{1}{5}\cos 5\theta+\frac{1}{7}\cos 7\theta-\frac{1}{11}\cos 11\theta+\cdots\right)。\end{aligned}\right\}\tag{2.2.28}$$

可见一次谐波之后即为 5 次谐波，所以它们用来近似地代替 $\sin\theta$、$\cos\theta$ 线圈是相当好的。

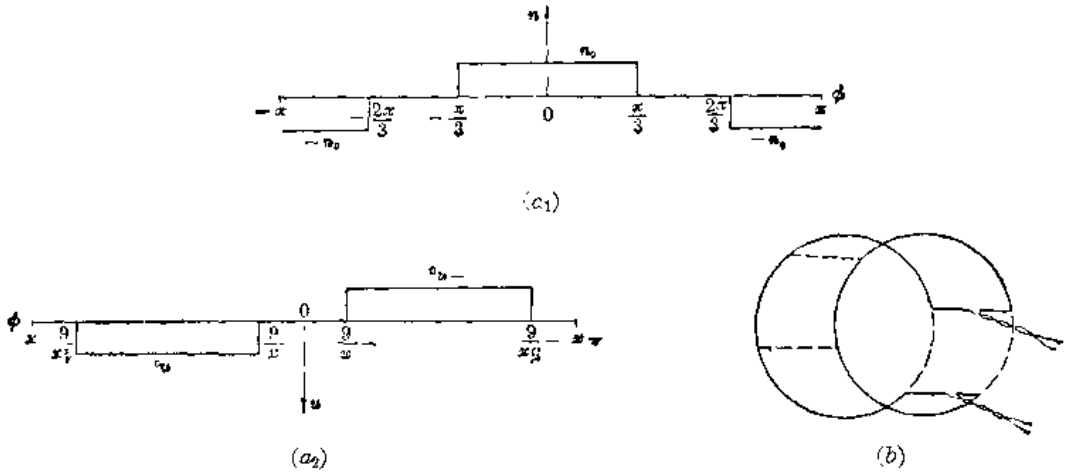


图 2.2.15

(a_1) ξ_{c1} 函数分布形式； (a_2) ξ_{s1} 函数分布形式； (b) ξ_{s1} 分布的鞍形线圈

如果我们将一对按 ξ_{s1}、ξ_{c1} 矩形分布的螺线管线圈和一对按 ξ_{s1}、ξ_{c1} 分布的鞍形线圈安放在托卡马克的真空室外半径为 b 的圆周上，利用它们分别测量角向场 B_θ 和径向场 B_r。设它们的输出经过积分后的信号电压分别为 $V_{\theta s}$、$V_{\theta c}$、V_{rs}、V_{rc}，则可以证明它们与环形等离子体柱重心在水平、垂直方向上的位移 Δ_x、Δ_y 有如下关系：

$$\left.\begin{aligned}V_{\theta c}+V_{rs}&=2\sqrt{3}\,\mu_0 NS\left(\Delta_x-\frac{b^2}{4R_0}\right)I_P\Big/\pi bRC,\\ V_{\theta s}-V_{rc}&=2\sqrt{3}\,\mu_0 NS\Delta_y I_P/\pi bRC,\end{aligned}\right\}\tag{2.2.29}$$

式中 R_0 为环大半径；RC 为积分时间常数；N 是线圈的绕线密度（即单位长度线圈的绕线匝数）；S 是线圈的截面积，则 NS 是单位长度线圈的总截面(注意：这里已假设螺线管线圈和鞍形线圈的总截面都相等)；I_P 是等离子体电流。用这种方法测出的偏移值与模拟实验符合得很好。这种方法不需要作等离子体平衡的假设，也不依赖于等离子体小半径 a、垂直场 B_z 以及导体壳等的参数，而且对线圈外的电流所产生的杂散场的干扰也不敏感，所以是一种比较好的测量等离子体重心位移的方法。

另一个可以避免绕制大线圈困难的方法，就是在环截面的外圆周上安排一系列小螺管探针，其中心轴位于切向和径向的探针分别测量 B_θ(即 B_t)和 B_n(即 B_r)。这些线圈是完全相同的，按 θ 角的分布也是均匀的，但是它们的信号送到运算放大器，可以分别乘以 $\sin m\theta$ 或 $\cos m\theta$ 因子后再相加。只要线圈数目足够多，就完全等效于 $\sin m\theta$ 或 $\cos m\theta$ 线圈。显

然它们是很灵活方便的。

§2.2.4 逆磁效应的测量[40,50~61]

等离子体中的带电粒子在磁场中要作拉摩旋转，这种旋转运动所形成的小电流圈相当于一个磁偶极子，它具有一个磁矩 $\boldsymbol{p}$，其大小等于电流圈的平均电流 i 与电流圈所围的面积 S 的乘积，即

$$p=iS=\frac{e\omega_c}{2\pi}\cdot\pi r_c^2=\frac{1}{2}e\omega_c r_c^2, \tag{2.2.30}$$

式中 $\omega_c=\frac{eB}{m}$ 为拉摩角频率；$r_c=\frac{mv_\perp}{eB}$ 为拉摩半径。故

$$p=\frac{\frac{1}{2}mv_\perp^2}{B}。 \tag{2.2.31}$$

磁矩 $\boldsymbol{p}$ 的方向反平行于原磁场 $\boldsymbol{B}$，而与粒子电荷符号无关，所以等离子体总是具有逆磁性。由此可知等离子体的磁化强度（即单位体积中的磁矩之和 $\sum\boldsymbol{p}_i$）$\boldsymbol{P}_0$，以及由此所产生的附加逆磁场 $\boldsymbol{B}'$ 的大小分别为

$$P_0=\frac{E_\perp}{B};\quad B'=\mu_0 P_0, \tag{2.2.32}$$

式中 $E_\perp$ 为单位体积内所具有的垂直于磁场方向热运动动能。因此如果能够测出逆磁场或由逆磁场所产生的磁通的变化，就可以求得粒子的横向平均内能。

在托卡马克装置中，主要的外加磁场是分布在环形真空室外的纵场线圈所产生的环向磁场 B_ϕ。但要注意到等离子体电流本身也将产生角向磁场 B_θ，它们的合成磁场的磁力线是螺旋形，因此等离子体的电流线也呈螺旋形，即等离子体电流除了大的纵向电流外，还具有角向分量 I_θ。这样，除了逆磁效应产生纵场的改变外，I_θ 也会产生附加的纵场变化。由等离子体小半径方向的零级压力平衡方程，可以求出由于等离子体存在而产生的纵向磁场的磁通量变化

$$\Delta\Phi=\frac{\mu_0}{B_\phi}\left[\frac{\mu_0 I_P^2}{8\pi}-E_\perp A\right], \tag{2.2.33}$$

A 为等离子体截面积，在圆截面情况下即为 πa^2。在讨论等离子体平衡时，常用到一个重要参数 β_θ（角向压强比），其定义为

$$\beta_\theta=\frac{\pi a^2\bar{P}_0}{\mu_0^2 I_P^2/8\pi}, \tag{2.2.34}$$

其中 $\bar{P}_0=n_e kT_{e\perp}+n_i kT_{i\perp}$ 为等离子体小截面平均的横向动压强，其数值就等于 $E_\perp$，因此

$$1-\beta_\theta=\frac{8\pi B_\phi}{\mu_0^2 I_P^2}\Delta\Phi。 \tag{2.2.35}$$

由此可知，测出 $\Delta\Phi$ 就可以确定等离子的横向内能 $E_\perp$ 或 β_θ 值，再利用密度测量的数据，还可以较准确地给出等离子体的温度值，而且该测量可以在整个放电过程中连续进行，因面它是一项重要的诊断手段。

不过 $\Delta\Phi$ 的测量是不容易的，因为它只占总纵场磁通 Φ 的 $10^{-3}\sim10^{-4}$，以至于常常被误差信号所淹没面测不出真正的 $\Delta\Phi$ 值。因此，为了成功地进行逆磁测量，必须注意避免接收一切虚假信号，并注意避免测量电路与装置的其它线路间的寄生耦合等，以保证测量电路只接收环向磁场分量的变化。现有两种方法已成功地用于测量逆磁通量。

图 2.2.16 是其中一种实验安排。它实际上是利用纵场线圈本身作为探测线圈。若纵场线圈供电电源的内阻很小，也就是说图中储能电容的容抗在相应于放电时间的频率范围内远小于线圈的感抗，即纵场线圈的时间常数比等离子体存在的时间长得多，这样在等离子体存在期间，纵场线圈两端电压就基本保持不变。因此，纵场线圈内磁通是守恒的，等离子体逆磁效应所引起的磁通变化必定由纵场线圈电流的变化来补偿，即

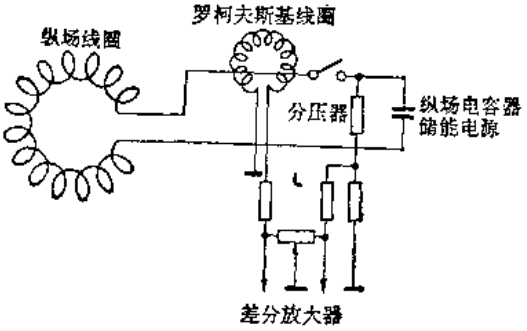


图 2.2.16 由纵场线圈电流变化测逆磁通

$$\Delta\Phi + L\Delta I_B = 0, \qquad (2.2.36)$$

L 为纵场线圈的电感量。这样问题就归结为测量 ΔI_B。图中是用一个套在纵场线圈电源线外围的罗氏线圈来测量有和没有等离子体时纵场线圈电流的变化 $\frac{d\Delta I_B}{dt}$，其积分后就得到 ΔI_B。这种方法的优点是，纵场线圈沿环大体上是均匀分布的，故可以把许多杂散电流效应平均抵消掉。至于电源电压的慢变化，则可以从电源电压的分压器上取出补偿信号来进行补偿，如图 2.2.16 所示。在真空放电时，将差分信号调节到零，就可获得补偿。但当纵场线圈的时间常数比等离子体存在时间大不很多时，就不宜采用这种方法了。

另外一种实验安排如图 2.2.17 所示。这里是用绕在真空室外的单匝线圈 C_0 来测量纵向磁通，线圈平面必须精确地垂直于纵场，以避免接收角向场的通量分量。这个线圈测得的磁通将等于

$$\Phi_{C_0} = \int V_{C_0} dt = -\Delta\Phi + MI_B + \sum_i M_i I_i, \qquad (2.2.37)$$

其中 $\Delta\Phi$ 仍代表等离子体产生的逆磁通，M、M_i 代表纵场线圈电流 I_B 和其它杂散电流对于 C_0 线圈的互感量。MI_B 比 $\Delta\Phi$ 大得多；而杂散电流的来源不少，例如欧姆加热场的初级绕组的电流、垂直场绕组电流、铁芯干扰、真空室壁和平衡铜壳的涡流等，对这些干扰源要一一加以补偿是不容易的。原则上讲，如果这些干扰源能够被测量出来，就可以在测量电路中进行补偿，如图 2.2.17 的下部所示电路。例如，纵场线圈电流 I_B 就可以由套在馈电线上的罗氏线圈来测量，罗氏线圈的两端电压通过可调电阻或电容送入运算放大器的输入端，积分器输出中就包含有比例于 I_B 的项，其比例值可以通过调节电阻或电容值来改变。有些杂散电流的补偿就更复杂些，例如铜壳等的涡流则与 B_ϕ 的不均匀项有关，这就需要由 C_0 线圈的信号通过比较复杂的模拟电路加以模拟。铁芯的干扰信号，当铁芯未饱和时，将比例于铁芯中的磁通，这也是可以补偿的。调整电路的各个参数，使得在真空放电时，输出

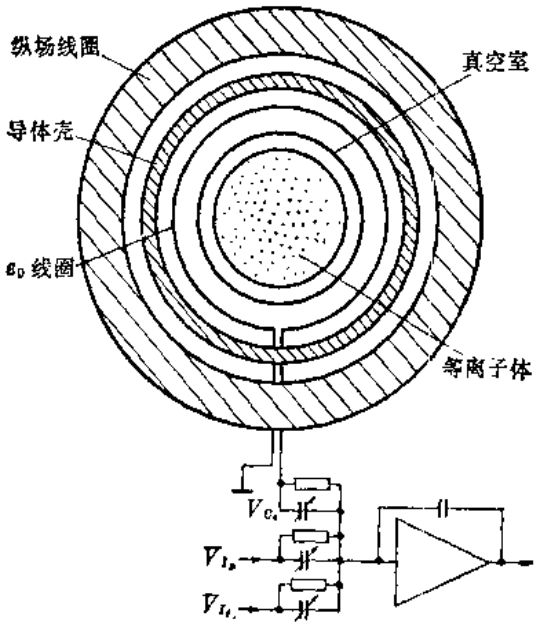


图 2.2.17 用单匝线圈测量逆磁通的实验安排

量调节到最小，就大体上得到补偿。至于剩下的未补偿量，还可以通过变更等离子体电流方向的方法来补偿。这时逆磁信号符号不变，而其它一些干扰信号则要反相，于是两次测量信号之和就可以消除一些干扰信号。当然这就要求在变更 I_p 方向时等离子体特性保持不变。除此之外，还必须注意避免单匝线圈的震动所产生的误差，最好使测量线圈悬空，不和纵场线圈、铜壳等易震部件发生接触。这种测量方法基本上不受任何条件的限制，比前一种方法应用得广泛些。

在直线角收缩装置中，也可以利用等离子体的逆磁效应来测量等离子体的线密度和 β 值（即等离子体压强与磁压强之比）；此外，它与其它测量参数相结合，还可测定等离子体的温度、密度、约束时间等重要参数[57~61]。图 2.2.18 是在一个角收缩装置上利用逆磁效应测量磁流体振荡周期的实验安排示意图[57]。一个小的磁探针 S_1 处于放电管与单匝线圈之间，用来测量它们之间的磁场变化；而一个较大的线圈 S_2 放在单匝线圈之外，用来测量单匝线圈外部的磁场。两者串联，并使其感应电动势相反。先使放电管在真空下放电，调整 S_1、S_2 的参数，或者调整外探针 S_2 到单匝线圈的距离，使它们经电缆输出的信号为零。然后充气放电，这时由于放电管内存在等离子体，其逆磁效应使得两线圈输出的差分信号不等于零。此差分讯号反映了单匝线圈内磁通分布的变化。因此，随着等离子体的振荡，差分信号也发生振荡。根据理论分析，等离子体磁流体振荡周期为

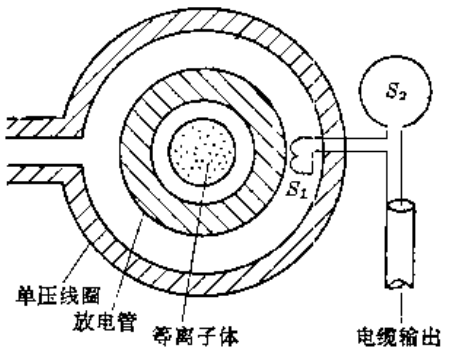


图 **2.2.18** 逆磁效应测密度

$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{\mu_0 N_i' m_i}{\pi B^2}}, \tag{2.2.38}$$

其中 B 是外磁场，m_i 是离子质量，N_i' 是等离子体线密度。这样根据差分信号求出振荡周期，并利用其它方法测出磁场 B 的数值后，就可以求出等离子体的线密度 N_i'。再结合快速照相所得到的等离子体截面随时间变化的数据，就可以求得等离子体密度随时间的变化。图 2.2.19 是在一个六万焦耳直线角收缩装置上用上述方法所得到的一组测量结果。图 (a) 是真空放电时的差分信号及磁场信号；图 (b) 是在放电电压为 40 kV 和充氘 0.1 托的放电条件下得到的差分信号；图 (c) 是由图 (b) 算出的振荡周期随时间变化的曲线；图 (d) 是由 (2.2.38) 式算出的线密度随时间变化的曲线；图 (e) 是根据图 (d) 及快速照相测得的等离子体截面数据求得的等离子体体密度随时间变化曲线。它们是分析角收缩装置中等离子体收缩过程的重要数据。

§2.2.5 磁探针测量振荡模式[55, 62~64]

等离子体是一团作各种复杂运动的粒子的集合。在磁约束聚变研究中，人们已探索出了各种特殊的磁场位形，试图借助于强大的电磁力使高温等离子体约束在平衡并且稳定的状态中达较长的时间。然而至今我们还不能使这些等离子体状态是完全稳定的，它还存在着种种不稳定的情况。所以在其中一旦出现某种扰动，就可能发展成为一定模式的振荡或波动。这些振荡或波动发展得过于激烈，就可能使等离子体破裂或完全崩溃。所以分析研究磁约束装置中等离子体的各种不稳定性的模式，找出消除或抑制这些不稳定性的方法，是磁约束等离子体研究中的基本问题之一。磁测量是研究等离子体宏观不稳定性的重要手段

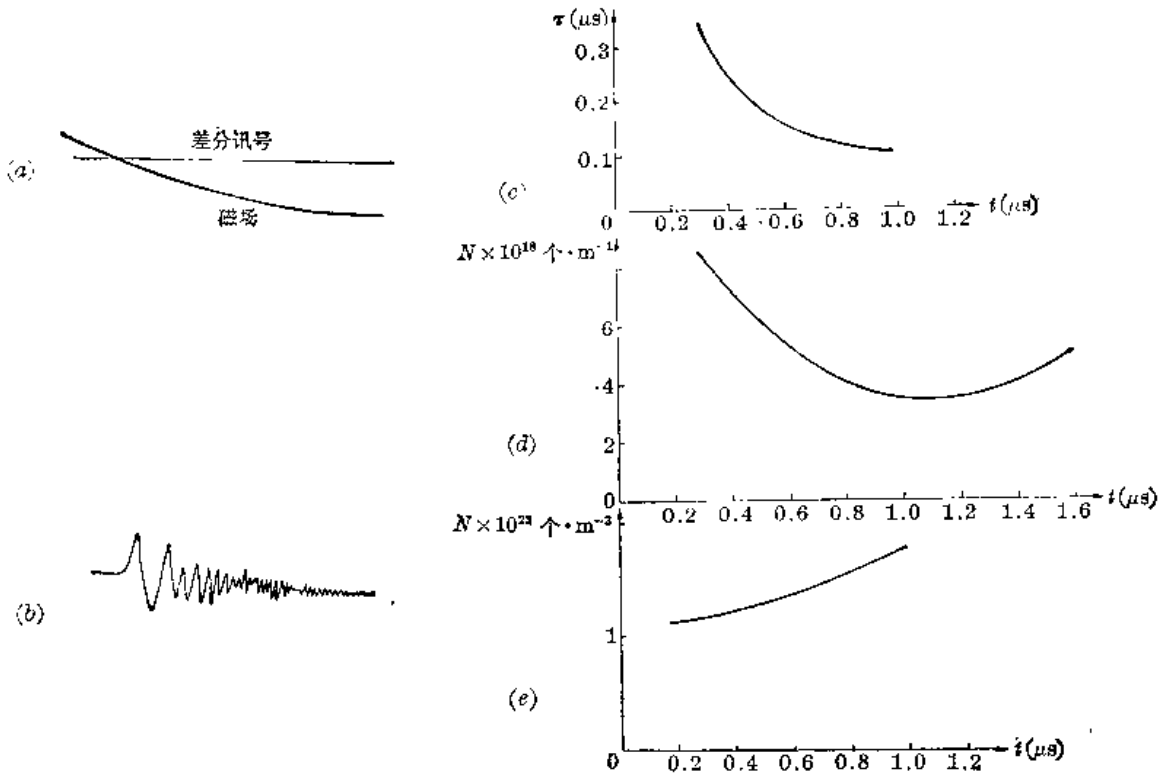


图 2.2.19 角收缩装置上逆磁效应测密度数据

(*a*) 真空放电时的磁场及差分信号； (*b*) 有等离子体时的差分信号；
(*c*) 振荡周期变化； (*d*) 线密度； (*e*) 体密度

之一。因为在载流等离子体中，其内部的许多宏观扰动都表现为等离子体电流密度的某种扰动模式，故它所产生的磁场也将随之发生相应的扰动；可见可以借助于磁探针对其进行监测。在温度足够低的等离子体中，可以将磁探针引入等离子体内，直接测量等离子体内部磁场的时、空变化情况，从而研究其内部所发生的振荡模式。例如在早期的托卡马克研究中，就利用了这种方法直接测量了在所谓破裂不稳定性期间等离子体的电流密度和磁流体振荡模式结构及其变化。然而在高温等离子体中，就不能用内部磁探针进行测量，只能用外部磁探针测量外部磁场的时、空变化，从而测定与等离子体表面电流有关的扰动模式。常用于研究等离子体振荡模式的外部磁探针，主要是正弦、余弦探针及关联探针，现分别介绍如下：

$\cos m\theta$ 和 $\sin m\theta$ 探针　如前所述，$\cos m\theta$ 和 $\sin m\theta$ 线圈是常规的罗柯夫斯基线圈的变形，这种线圈沿环的绕线密度随极向角 θ 按 $\cos m\theta$ 或 $\sin m\theta$ 规律变化。将它们套在等离子体柱外围时，可用来测量等离子体柱的轴向电流所产生的极向磁场，特别是可以用来测定与等离子体柱表面的电流扰动有关的外部极向磁场的角分布的变化。因为低频、小幅度磁场扰动有如下的模式结构：

$$\tilde{B}_\theta = A_{mn}\exp[i\omega_{mn}t - m\theta - n\phi], \tag{2.2.39}$$

因此 $\cos m\theta$、$\sin m\theta$ 线圈的输出电压与

$$\int_0^{2\pi} n_0 S\cos m\theta\,\frac{d\tilde{B}_\theta}{dt}\,b d\theta \quad 或 \quad \int_0^{2\pi} n_0 S\sin m\theta\,\frac{d\tilde{B}_\theta}{dt}\,b d\theta$$

成正比，根据 $\cos m\theta$ 和 $\sin m\theta$ 函数的正交性，即

$$\int_0^{2\pi}\cos(m'\theta+\phi)\cos m\theta\,d\theta=\begin{cases}0, & \text{当 } m'\neq m \text{ 时},\\ \pi\cos\phi, & \text{当 } m'=m \text{ 时}。\end{cases}$$

不难看出，只有磁场扰动中的 m 模分量才能在 $\cos m\theta$ 或 $\sin m\theta$ 线圈中产生出大的信号来。若在等离子体柱的外围放置有 $m=1, 2, 3, \cdots$ 的一系列 $\cos m\theta$ 或 $\sin m\theta$ 线圈，并比较它们的输出，由获得最大输出的线圈的 m 数，就可以测定磁场的振荡模数 m。

由于 $\cos m\theta$ 线圈的绕制工艺比较复杂，而且灵活性比较差，即每个线圈只能测定一个扰动分量。为克服 $\cos m\theta$ 线圈的这两个缺点，也可以采用绕线匝数密度随角度的变化为阶跃函数(又称矩形分布)的线圈，来代替 $\cos m\theta$ 线圈。这种线圈是由 $2m$ 个相同的均匀密绕的线圈所组成，它们沿圆周首尾相接排列，但绕线方向正负相间。这样的线圈的匝数随角度的分布为

$$\xi_c-n_0\times\begin{cases}1, & \text{当 } -\dfrac{\pi}{2m}<\theta<\dfrac{\pi}{2m},\\ -1, & \text{当 } \dfrac{\pi}{2m}<\theta<\dfrac{3\pi}{2m},\\ 1, & \text{当 } \dfrac{3\pi}{2m}<\theta<\dfrac{5\pi}{2m},\\ -1, & \text{当 } \dfrac{5\pi}{2m}<\theta<\dfrac{7\pi}{2m},\\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\end{cases}\tag{2.2.40}$$

式中 n_0 为单位圆弧长度的绕线匝数。它的傅里叶级数的展开式为

$$\xi_c=\frac{4n_0}{\pi}\left(\cos m\theta-\frac{1}{3}\cos 3m\theta+\frac{1}{5}\cos 5m\theta-\cdots\right)。\tag{2.2.41}$$

由此可以看到，它包含有一系列的傅里叶分量，但由于等离子体振荡的高次分量衰减得很快，在一定的精度范围内可认为它和 $\cos m\theta$ 线圈的测量结果是一致的。这种线圈比较灵活，我们可以通过改变各段线圈的连接方式，来使同一线圈具有不同的 m 值，从而使同一线圈能够测定多种 m 模的扰动。例如，图 2.2.20 表示一个由 8 段线圈组成的矩形分布线圈，它是按 $m=2$ 的方式连接的，故可用它来测定 $m=2$ 模的扰动。

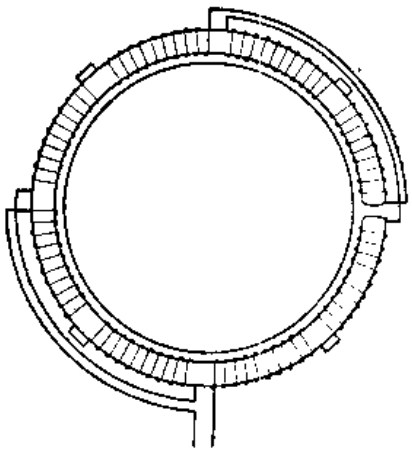


图 2.2.20 矩形分布线圈

关联探针　上述的极向磁场扰动也可以用所谓关联探针来探测。关联探针是由一组小的磁探针所组成，它们是放置在等离子体柱截面外围的不同方位角 θ 上(一般是等角分布的)，用来探测等离子体轴向电流所产生的极向磁场，由它们测出的极向磁场的时空分布，就可以推断等离子体表面电流的振荡模式。不过这就需要大量的探针和数据的存储和分析系统。当扰动是单一模式，而且模数较小时，可直接根据两个探针间的输出波形间的相位差来分析扰动模式。若两探针间的角度差为 $\Delta\theta$，且同一扰动从一个探针到另一探针的时间为 Δt，则由(2.2.39)式可得到

$$\omega_{mn}\Delta t=m\Delta\theta,\tag{2.2.42}$$

式中 ω_{mn} 为扰动的频率，可从输出波形求出。这样，由(2.2.42)即可求得扰动模数 m。用这种方法分析扰动模式，一般要求探针的数目要大于所要分析的模数。

当扰动模式不是单一时，就需要对关联探针的输出信号进行相关分析或傅里叶分析。所谓相关分析法就是根据关联探针的输出波形间的相关关系来推断振荡模式的方法。这种方法不仅可以利用磁探针信号，也可以利用其它形式的信号，例如光辐射、软 X 射线和逃逸粒子等。下面我们介绍一下 T-3 托卡马克上所用的关联探针的相关分析法。该法是以 $\theta=0$ 处的探针输出信号为基准，将各个极向角上的探针输出信号减去基准信号，求出其差值信号的方均值 $W(\theta)$：

$$W(\theta)=\overline{(B_\theta-B_{\theta_0})^2}=\overline{B_\theta^2}+\overline{B_{\theta_0}^2}-2\,\overline{B_\theta B_{\theta_0}}。\tag{2.2.43}$$

如果忽略环效应($R\to\infty$)，对于旋转等离子体，就有

$$\overline{B_\theta^2}=\overline{B_{\theta_0}^2},$$

则(2.2.43)式就可以改写为

$$W(\theta)=2\overline{B_{\theta_0}^2}(1-f(\theta)),\tag{2.2.43'}$$

其中

$$f(\theta)=\overline{B_\theta B_{\theta_0}}/\overline{B_{\theta_0}^2}\tag{2.2.44}$$

称为磁场涨落的相关函数。这样由 $W(\theta)$ 值就可以导出该时刻平均的扰动模式结构。若 B_θ 的扰动是与 B_{θ_0} 的扰动有关，符合于

$$B_\theta=B_{\theta_0}\cos(\omega_m t+m\theta),$$

则

$$\left.\begin{aligned}f(\theta)&=\cos m\theta,\\ W(\theta)&=\overline{B_{\theta_0}^2}(1-\cos m\theta)。\end{aligned}\right\}\tag{2.2.45}$$

由此可知，相关函数 $f(\theta)$ 或 $W(\theta)$ 的振荡模式与磁场扰动的模式是相同的，故由 $W(\theta)$ 或 $f(\theta)$ 就可求出等离子体表面电流的扰动模式。图 2.2.21 为 T-3 托卡马克上的一次测量结果，其中图 (a) 是 W 与 t 的关系 (积分常数为 1 ms)，图 (b) 表示在 t_1、t_2 和 t_3 时刻 W 与 θ 的关系，由图可见，等离子体的转动模式分别为 $m=6$，$m=5$，和 $m=4$。所以，通过关联探针的相关分析可以在一定程度上监测等离子体内部的运动模式。

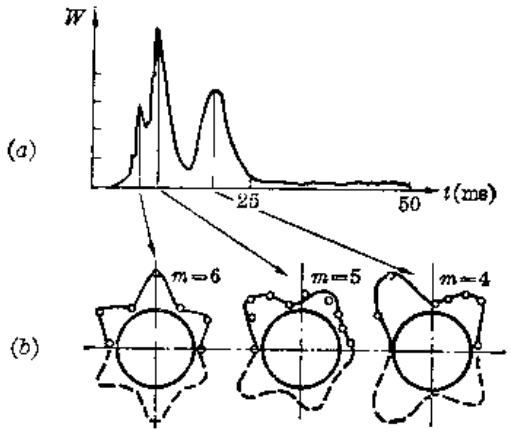


图 2.2.21 T-3 托卡马克装置上一次相关分析结果

(a) W 与 t 的关系；(b) W 与 θ 的关系

参 考 文 献

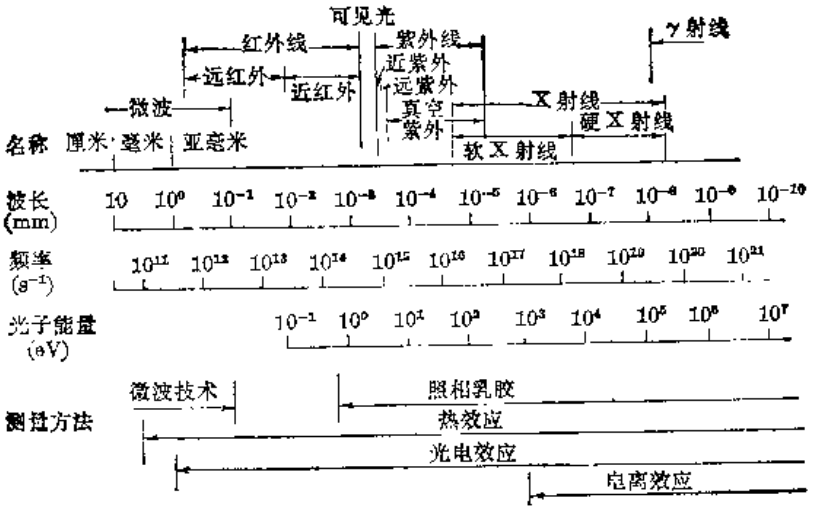
[1] Langmuir, I., in "The Collected work in Irving Langmuir", Macmillan (Pergamon), 1961.
[2] *Phys. Fluids*, **8**, 73 (1965).
[3] *Ann. Physik*, **15**, 69 (1965).
[4] *Rev. Sci. Instr.*, **33**, 1387 (1962).
[5] *Ann. Physik*, **12**, 121 (1963).
[6] *Phys. Rev.*, **80**, 58 (1950).
[7] *J. Phys. Soc. Japan*, **11**, 57 (1956).
[8] *J. Nucl. Energy*, **C-5**, 251 (1963).
[9] *Nucl. Fusion*, **4**, 287 (1964).
[10] Bohm, D., in "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields", (Guthrie, A. and Wakerling, R. K., eds). McGraw-Hill, 1949.
[11] *Japan. J. Appl. Phys.*, **3**, 789 (1964).
[12] *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, 1662 (1962).

[13] Bertotti, B., Advanced Plasma Theory, Academic Press, 1964, p. 234.
[14] *J. Appl. Phys.*, **33**, 3143 (1962).
[15] *Physica*, **30**, 182, 193, 375 (1964).
[16] *J. Appl. Phys.*, **33**, 29 (1962).
[17] Aeronaut. Res. Lab. Rep. **ARL62-417** (1962).
[18] *Phys. Rev. Letters*, **9**, 333 (1962).
[19] *Phys. Fluids*, **7**, 1855 (1964).
[20] Ardenne, M. V., Tabellen Zur Angewandten Physik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, p. 689, 1962.
[21] *Z. Naturforsch.*, **18a**, 854 (1963).
[22] *Nucl. Fusion Suppl.*, **Part 2**, 601 (1962).
[23] *J. Sci. Instr.*, **37**, 369 (1960).
[24] *J. Sci. Instr.*, **40**, 250 (1963).
[25] *Electronics*, **35**, 44 (1962).
[26] *J. Sci. Instr.*, **40**, 364 (1963).
[27] Kohlrausch, Praktische Physik, **Bd11**, p. 199, 1956.
[28] *Rev. Sci. Instr.*, **36**, 1822 (1965).
[29] *Z. Naturforsch.*, **19a**, 1466 (1964).
[30] Comp. Rend. VI Conf. Intern. sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz, Paris Tome **IV**, p. 345, 1963.
[31] Proc. 4th Intern. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, Vol. 1, p. 533, 1959.
[32] *Rev. Sci. Instr.*, **35**, 1622(1964).
[33] *Ann. Phys. Lpz.*, **VII-10**, 220 (1962).
[34] Андрианов, А. М. и др., Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, **2**, 185, 1958. 中译本: 等离子体物理学与受控热核反应的问题, **2**, 172, 1962.
[35] *Plasma Phys.*, **13**, 849 (1971).
[36] *Phys. Rev. Letters*, **37**, 338 (1976).
[37] *Phys. Rev.*, **89**, 977 (1953).
[38] *Атом. Энер.*, **17**, 209 (1964).
[39] *Plasma Phys.*, **11**, 893 (1969).
[40] *Nucl. Fusion*, **12**, 215 (1972).
[41] *Nucl. Fusion*, **11**, 605 (1971).
[42] *J. Phys.*, **D5**, 2015 (1972).
[43] *Nucl. Fusion*, **14**, 611(1974).
[44] Jutphaas Rep., **JR70/057** (1970).
[45] Los Alamos Rep., **LA4075-MS** (1969).
[46] Laboratori Gas Ionizzati Rep., **LGI/R/TOR、FI/73.4/E** (1973).
[47] *Атомная Энергия*, **20**, 146 (1966).
[48] *Plasma Phys.*, **14**, 205 (1972).
[49] *Japan. J. Appl. Phys.*, **15**, 2031 (1976).
[50] *Атомная Энергия*, **20**, 459 (1966).
[51] *Атомная Энергия*, **26**, 458 (1969).
[52] *Nucl. Fusion, Suppl.*, **Part2**, 675 (1962).
[53] Laboratori Gas Ionizzati Rep., **GI. R/TOR. FI/75.2/E** (1975).
[54] *Plasma Phys.*, **17**, 997 (1975).
[55] *Plasma Phys.*, **18**, 246 (1976).
[56] *Nucl. Fusion*, **18**, 647 (1978).
[57] 磁探针小组, 受控核聚变(1974年会议资料选编), p. 173, 1977, 原子能出版社。
[58] *Phys. Fluids*, **6**, 1195 (1963).
[59] *Phys. Fluids*, **8**, 522 (1965).
[60] *Phys. Fluids*, **10**, 1564 (1967).
[61] Los Alamos Rep., **LA-4042**.
[62] *Атомная Энергия*, **30**, 20 (1971).
[63] **IPPJ-T-13** (1973).
[64] *Rev. Sci. Instr.*, **44**, 1130(1973).

第三章　高温等离子体的辐射

高温等离子体中存在着大量的带电粒子，它们之间有着各种复杂的相互作用，它们所辐射出的电磁波具有广阔的频率范围。等离子体诊断的一个重要方面就是测量这些辐射，由此可以获得诸如等离子体的成分及其分布、电子密度、电子温度、离子密度、离子温度和磁场分布等重要数据。不过，不同的辐射频段需要采用不同的测量方法。表 3.0.1 给出了电磁波的分类和相应的测量方法。

表 3.0.1　电磁波谱



一般高温物体的热辐射常常用热力学平衡的观点来分析讨论。特别是对辐射具有完全吸收特性的那些物体，即所谓黑体来说，可以不必知道辐射的详细过程，而直接用著名的普朗克辐射公式来描述各种温度下的辐射谱。但是，磁约束的高温等离子体都是稀薄气体，它们不是完全吸收体，相反地，常常可以把它们看作是完全"透明"体。所以，就不能简单地应用黑体辐射公式，而必须考察其具体辐射过程。大致说来，有以下几种辐射过程。一种普遍的辐射过程就是韧致辐射，这是由作热运动的电子和离子碰撞时电子在库仑场中被加速或减速而产生的辐射。这种辐射是连续光谱。电子在碰撞前后都是自由的，所以也称自由-自由过程。如果电子和离子的碰撞是使彼此间结合起来而产生的辐射，则称为复合辐射，此时得到的也是连续谱。这个过程也叫做自由-束缚过程。原子中的束缚电子如果处于激发态，它就有可能跃迁到较低能态而产生辐射。这种束缚-束缚过程中的辐射具有确定的能量，故得到的是线光谱。当然，不同的原子或离子所具有的线光谱是不同的。光谱线还会受到发射体本身的运动状态的影响而会展宽或频移。磁约束高温等离子体中的带电粒子，除热运动外，还有其它形式的运动。处于磁场中的带电粒子，要受到洛伦兹力的作用而围绕磁力线作回旋运动，从而产生所谓回旋辐射。还有一部分电子可能在特定的条件下受到电场加速而获得超过一般热运动的能量。这部分超热电子常会逸出等离子体，与周围物体发生作用而产生高能电磁辐射，即硬 X 射线。有时这些电子的能量高到甚至会产生切伦科夫辐射。磁

约束高温等离子体中除了各个带电粒子产生的不相干的电磁辐射外，还可能有集体的运动，例如等离子体的各种振荡和波动，产生相干的电磁波辐射。特别是在破裂不稳定发生时，常会伴随有强烈的瞬变辐射。它们是不稳定现象的明显标志，对等离子体诊断也是重要的。聚变核反应发生后，当大量中子与物质相互作用时，还会产生各种放射线，包括高能量的γ射线等。

由此可见，高温等离子体的辐射过程是多种多样的。下面我们将对这些过程作些简要的介绍，并且阐述根据这些辐射的测量来推断某些等离子体参数的途径。至于辐射的测量和谱分析方法将在第四、五章中分别介绍。

§3.1 原子状态分布

高温等离子体中不但有工作气体的原子和离子，还会有各种杂质原子和离子。这些原子将处于各种不同的电离状态和激发状态，情况是很复杂的。原子的辐射与其所处的状态有关，所以我们先来讨论原子的状态分布。

§3.1.1 粒子速度分布

我们知道，处于热动平衡状态下的气体，其同类微粒子的速度分布，应当是麦克斯韦分布，即

$$\frac{N(v)dv}{N}=\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2}v^2\exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)dv, \tag{3.1.1}$$

其中N是该类粒子的总数，m是粒子质量，$n(v)dv$是其中速度为v到$v+dv$间隔内的粒子数。这个分布的极大值所对应的速度称为最可几速度

$$v_M=\sqrt{\frac{2kT}{m}}。 \tag{3.1.2}$$

与之相应的平动动能为

$$\frac{1}{2}mv_M=kT。 \tag{3.1.3}$$

常常就用这个能量来代表气体温度，1电子伏特的能量就相当于$1.16\times10^4\,\mathrm{K}$。不同种类粒子在热动平衡时温度相等。

高温等离子体通常是迅速地被加热的，各类微粒子在这个过程中能不能达到上述的热动平衡的分布呢？Spitzer[1]曾计算了由同类和异类粒子间碰撞而导致平衡的时间，它们分别为

$$\left.\begin{aligned}t_{e1}&=2.37\times10^{-49}\frac{m^{1/2}(kT)^{3/2}}{Ne^4Z^4\ln\Lambda},\\ t_{e2}&=2.37\times10^{-49}\frac{m_1m_2}{2N_2Z_1^2Z_2^2e^4\ln\Lambda}\left(\frac{kT_1}{m_1}+\frac{kT_2}{m_2}\right)^{3/2},\end{aligned}\right\} \tag{3.1.4}$$

式中$\ln\Lambda$是库仑对数。上式的数值计算，其结果如图3.1.1所示。可见在一般高温等离子体装置中，电子之间会很快地达到热动平衡，而离子和电子间则往往不是这样。在以后的讨论中，都把电子温度和离子温度分别开来，而电子速度的分布则认为基本上符合麦克斯韦分布。

§3.1.2 热平衡下的状态分布

当系统处于完全热平衡状态时，原子(离子)的各个能态之间的分布，以及基态原子(离子)与进一步电离的基态离子之间的分布应当服从玻耳兹曼分布与萨哈分布：

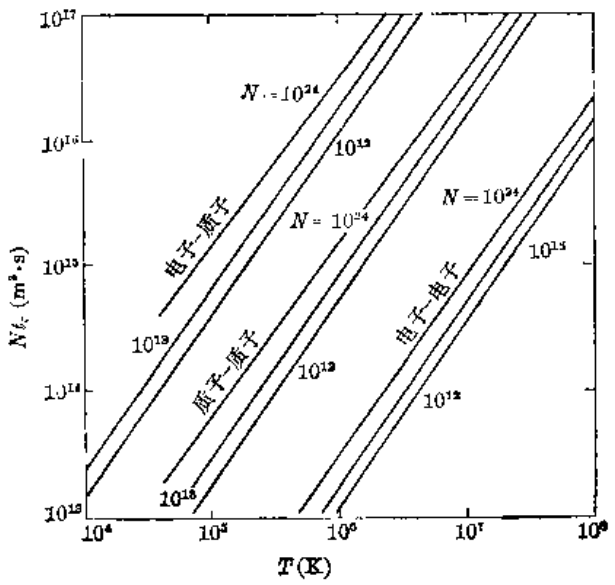


图 3.1.1 粒子碰撞平衡时间

玻耳兹曼分布为

$$\frac{N_n^Z}{N_1^Z}=\frac{g_n^Z}{g_1^Z}\exp\left[-\frac{\chi_{1n}^Z}{kT}\right]; \quad (3.1.5)$$

萨哈分布为

$$\frac{N_1^{Z+1}N_e}{N_1^Z}=\frac{g_1^{Z+1}g_e}{g_1^Z}\frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3}\cdot\exp\left[-\frac{\chi_{1\infty}^Z}{kT}\right], \quad (3.1.6)$$

式中 N_e 和 N_1^Z、N_n^Z、N_1^{Z+1} 分别是电子密度和 Z 电离态离子的基态、n 能态、进一步电离的离子基态的密度；g_e 和 g_1^Z、g_n^Z、g_1^{Z+1} 分别是它们的统计权重；χ_{1n}^Z、$\chi_{1\infty}^Z$ 分别是 Z 电离态离子从基态激发到 n 能态的激发能和进一步电离的电离能(都取正值)。玻耳兹曼分布决定原子(或离子)各激发能态之间的分配，萨哈分布决定各电离态基态离子的密度分布。表 3.1.1 给出几种元素的多重电离状态的 $\chi_{1\infty}^Z$ 和 g_1^Z 的数值，其它数据可参见[2, 3]。对于类氢原子，$g_n=2n^2$，g_1 都等于 2，即表中每行最末的数字。所谓类氢原子就是原子核外仅存在一个电子而同氢原子具有类似的激发状态的"原子"，如 He^+、Li^{++} 等，它们的能态结构比较简单，又是高温等离子体中常常存在的状态，所以这里着重讨论这类原子。类氢原子的 $g_1^{Z+1}=1$，自由电子的统计权重 $g_e=2$。因此，对类氢原子萨哈公式成为

$$\frac{N_1^{Z+1}N_e}{N_1^Z}=3\times10^{27}(kT_e)^{3/2}\exp\left(-\frac{\chi_{1\infty}^Z}{kT_e}\right)\ (\mathrm{m}^{-3}), \quad (3.1.7)$$

kT_e 以 eV 为单位。可以看出，当 $kT_e\geqslant\chi_{1\infty}^Z$ 时，电离度就很高了。例如氢等离子体，当

$$N_e=10^{20}\ \mathrm{m}^{-3}$$

表 3.1.1 几种元素的多重电离态的 $\chi_{1\infty}^Z$ 和 g_1^Z 值

电离度		X^0	X^+	X^{++}	X^{3+}	X^{4+}	X^{5+}	X^{6+}	X^{7+}
1 H	g_1^i	2							
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	13.595							
2 He	g_1^i	1	2						
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	24.580	54.403						
3 Li	g_1^i	2	1	2					
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	5.390	75.619	122.420					
4 Be	g_1^i	1	2	1	2				
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	9.320	18.206	153.850	217.66				
5 B	g_1^i	6	1	2	1	2			
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	8.296	25.149	37.920	259.298	340.13			
6 C	g_1^i	9	6	1	2	1	2		
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	11.264	24.376	47.864	64.476	391.986	489.84		
7 N	g_1^i	4	9	6	1	2	1	2	
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	14.54	29.605	47.426	77.450	97.863	551.925	666.8	
8 O	g_1^i	9	4	9	6	1	2	1	2
	$\chi_{1\infty}^i$(eV)	13.614	35.146	54.934	77.394	113.873	138.080	739.114	871.1

时，得

$$\frac{N_i^z}{N_1^{z+1}}=3.3\times10^{-7}(kT_e)^{3/2}\exp\left(\frac{13.6}{kT_e}\right)。\tag{3.1.8}$$

可见高温等离子体中氢几乎是完全电离的，未被电离的原子的密度很低，以致它的光谱线不易检测。重元素的电离能越高，同样温度下没有完全电离的原子比例就越大。因此，在高温等离子体中常常会测量到高 Z 杂质的线谱。有时，也可以有意识地掺入少量高 Z 杂质，利用它们的线光谱来进行等离子体诊断。

§3.1.3 各种原子过程[4~7]

前面已经指出，在实验室等离子体中并不能真正达到热平衡，上述的一些统计平衡公式就不一定适用。原子处于某一状态的比例，需要根据所有可能的过程来决定。可以举出以下五种主要的原子过程及其逆过程，并用 $N_{\rightarrow}$ 和 $N_{\leftarrow}$ 表示过程和逆过程的反应速率。

(1) 线光谱的发射和光致激发

$$\left.\begin{aligned}&M_q\rightleftharpoons M_p+hf;\\&N_{\rightarrow}=N_q(A_{qp}+u_fB_{qp});\\&N_{\leftarrow}=N_pu_fB_{pq},\end{aligned}\right\}\tag{3.1.9}$$

其中 N_p、N_q 分别为 p、q 能级的原子(离子)密度，A_{qp} 为自发辐射跃迁系数，B_{qp}、B_{pq} 分别为受激辐射跃迁和光致激发系数，u_f 是频率为 f 的光子场的能量密度，hf 为辐射或吸收的光子能量。

(2) 复合辐射与光致电离

$$\left.\begin{aligned}&M^{z+1}+e\rightleftharpoons M_q^z+hf;\\&N_{\rightarrow}=N_eN^{z+1}\alpha_q^{z+1}(T_e);\\&N_{\leftarrow}=N_q^z\beta_q^z,\end{aligned}\right\}\tag{3.1.10}$$

其中 N_e、N^{z+1}、N_q^z 分别为电子密度、$(Z+1)$ 电离态和 Z 电离态 q 能级的离子密度，$\alpha_q^{z+1}(T_e)$ 为 $(Z+1)$ 电离态离子复合成 Z 电离态 q 能级离子的复合系数，β_q^z 为 Z 电离态 q 能级离子电离的光致电离系数。

(3) 电子碰撞激发和去激发

$$\left.\begin{aligned}&M_p+e\rightleftharpoons M_q+e;\\&N_{\rightarrow}=N_pN_eX_{pq}(T_e);\\&N_{\leftarrow}=N_qN_eX_{qp}(T_e),\end{aligned}\right\}\tag{3.1.11}$$

其中 $X_{pq}(T_e)$、$X_{qp}(T_e)$ 分别为电子碰撞激发和去激发系数，N_p、N_q、N_e 意义同前。

(4) 重粒子碰撞激发与去激发

$$\left.\begin{aligned}&M_p+M'\rightleftharpoons M_q+M';\\&N_{\rightarrow}=N_pN_{M'}K_{pq}(T_i);\\&N_{\leftarrow}=N_qN_{M'}K_{qp}(T_i),\end{aligned}\right\}\tag{3.1.12}$$

其中 $K_{pq}(T_i)$、$K_{qp}(T_i)$ 分别为重粒子碰撞激发和去激发系数，$N_{m'}$ 为重粒子密度，N_p、N_q 意义与前同。

(5) 电子碰撞电离与三体复合

$$\left.\begin{aligned}&M^z+e\rightleftharpoons M^{z+1}+2e;\\&N_{\rightarrow}=N^zN_eS^z(T_e);\\&N_{\leftarrow}=N^{z+1}N_e^2Q^{z+1}(T_e),\end{aligned}\right\}\tag{3.1.13}$$

其中 $S^Z(T_e)$为 Z 电离态离子的电子碰撞电离系数，$Q^{Z+1}(T_e)$为$(Z+1)$电离态离子的三体复合系数，N^Z、N^{Z+1}、N_e意义同前。

上述各过程和逆过程的比例系数都是原子的特征参数，其中 α、X、S、Q 与电子速度分布有关，即与 T_e 有关，K 则与 T_i 有关。这些数据在不断积累中，具体数据可参考下列文献：自发辐射跃迁[8~13]，复合辐射[14~17]，电子碰撞激发[18~22]，电子碰撞电离[20~29]。有时也常利用一些较简单的半经验公式来粗略地加以估计。我们在这里仅列出一组电子碰撞电离系数 S. 辐射复合系数 α 和电子碰撞激发系数 X_{pq} 的半经验公式，以供参考：

$$S=0.90\times10^{-11}\frac{\xi(kT_e/\chi_{1\infty})^{1.2}}{(\chi_{1\infty})^{3/2}\left(4.88+\dfrac{kT_e}{\chi_{1\infty}}\right)}\exp\left(-\frac{\chi_{1\infty}}{kT_e}\right)\quad(\mathrm{m^3\cdot s^{-1}});\tag{3.1.14}$$

$$\left.\begin{aligned}\alpha&=5.197\times10^{-20}Z_n r^{3/2}\left(0.4288+\frac{1}{2}\ln r+0.469r^{-1.3}\right)\quad(\mathrm{m^3\cdot s^{-1}}),\\ r&=\frac{\chi_H Z_n^2}{kT_e};\end{aligned}\right\}\tag{3.1.15}$$

$$X_{pq}=1.6\times10^{-11}\frac{\langle\bar{g}\rangle f_{pq}}{\chi_{pq}(kT_e)^{1/2}}\exp\left(-\frac{\chi_{pq}}{kT_e}\right)\quad(\mathrm{m^3\cdot s^{-1}})。\tag{3.1.16}$$

这三个式子中，kT_e 为电子温度，单位为 eV；$\chi_{1\infty}$ 为原子(或离子)基态的电离能，单位为 eV；χ_H 为氢原子基态电离能，数值为 13.6eV；ξ 为原子(或离子)最外层的电子数；Z_n 为核电荷数，即原子序数，(3.1.15)式仅适用于类氢原子；$\langle\bar{g}\rangle$ 是对电子的麦克斯韦速度分布取平均的岗特因子，在

$$\frac{kT_e}{\chi_{pq}}\lesssim1$$

范围内，$\langle\bar{g}\rangle\simeq0.2$。当

$$\frac{kT_e}{\chi_{pq}}>1$$

时，$\langle\bar{g}\rangle>0.2$，且随 kT_e 增大而增大；χ_{pq} 为激发能，单位为 eV；f_{pq} 为吸收振子强度，为无量纲的量，它和自发辐射跃迁系数 A_{qp} 的关系为

$$\begin{aligned}A_{qp}&=\frac{e^2\omega^2}{2\pi\epsilon_0 m_e c^3}\frac{g_p}{g_q}f_{pq}\\&=\frac{2\pi e^2\chi_{pq}^2}{\epsilon_0 m_e h^2 c^3}\cdot\frac{g_p}{g_q}f_{pq}\\&=6.67\times10^{15}\frac{g_p}{g_q}f_{pq}\frac{1}{\lambda^2}\quad(\mathrm{s^{-1}}),\end{aligned}\tag{3.1.17}$$

其中 e、m_e 分别为电子的电荷和质量；ω、λ 为辐射的角频率和波长，λ 的单位为 Å；ϵ_0、c 为真空中的介电常数和光速；h 为普朗克常数；g_q、g_p 为 q、p 能级的统计权重。图 3.1.2 给出了类氢原子的 α、S 计算值，表 3.1.2 给出类氢原子的振子强度 f 值，以供参考。表中电子所处的量子状态按§ 3.3.2 节规定。

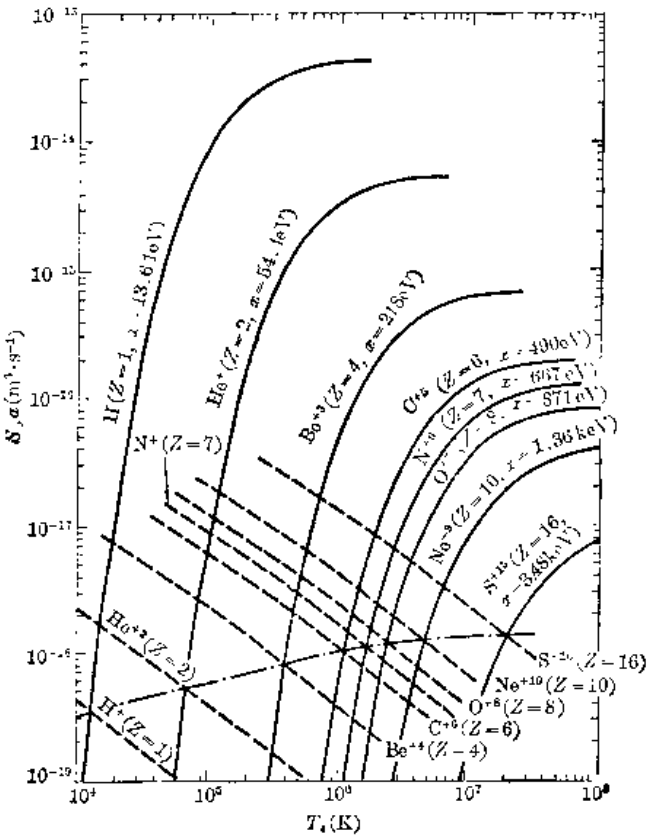


图 3.1.2 类氢原子的碰撞电离系数和复合系数的计算值

表 3.1.2 类氢原子的 f 值

终 态	1s	2s	2p		2	3s	3p		3d		3
始 态	np	np	nS	nd	n	np	ns	nd	np	nf	x
n=2	0.416										
3	0.079	0.435	0.014	0.696	0.641						
4	0.029	0.103	0.003	0.122	0.119	0.484	0.032	0.619	0.011	1.016	0.842
5	0.014	0.042	0.001	0.044	0.045	0.121	0.007	0.139	0.002	0.156	0.151
6	0.008	0.022		0.022	0.022	0.052	0.003	0.056		0.058	0.056
7	0.005	0.013		0.012	0.013	0.027	0.002	0.028		0.025	0.028
8	0.003	0.008		0.008	0.008	0.016	0.001	0.017		0.015	0.016

§3.1.4 等离子体几种简化模型

局部热平衡[38~41] 对于某些等离子体，虽然它的光性厚度很薄，辐射场密度很低，辐射与吸收根本达不到平衡，以致光致电离、光致激发等过程可以忽略；但是粒子的密度仍足够大，碰撞频繁，粒子间可以达到所谓局部热平衡。这时粒子的状态分布仍可以用麦克斯韦分布、玻耳兹曼分布和萨哈分布公式描述。这种局部热平衡的条件大致可以这样确定：对于所有的能级 p 和 q，碰撞去激发速率至少必须是自发辐射速率的 10 倍，即

$$N_e N^Z X_{qp} \geqslant 10 N^Z A_{qp}。 \tag{3.1.18}$$

利用碰撞去激发系数 X_{qp} 与碰撞激发系数 X_{pq} 的关系：

$$X_{qp}=\frac{g_p}{g_q}\exp(\chi_{pq}/kT_e)X_{pq},$$

及(3.1.16)、(3.1.17)式，局部热平衡条件就可简化为

$$N_e \gtrsim 1.7\times10^{20}(kT_e)^{1/2}\chi_{pq}^3 \quad (\text{对所有的能级 } p,\ q), \tag{3.1.18'}$$

式中 kT_e、χ_{pq} 的单位均为 eV。

日冕模型[42~46] 如果等离子体特别稀薄，以致可以只考虑自发的辐射跃迁和碰撞激发相平衡、复合辐射和碰撞电离相平衡，其它过程均可忽略。这就称为日冕模型，因为它首先用于说明日冕的光谱。不少磁约束高温等离子体可以应用日冕模型。我们仍用 S 代表碰撞电离系数，α 代表复合系数，则 Z 阶电离态的平衡方程式为

$$-N_e N^Z S^Z + N_e N^{Z-1} S^{Z-1} - N_e N^Z \alpha^Z + N_e N^{Z+1}\alpha^{Z+1}=0。 \tag{3.1.19}$$

当所有电离态都达到平衡时，解 $Z=0$ 到 $Z=Z_n$ 各电离态平衡方程的联立方程组，就可得到

$$\frac{N^Z}{N^{Z+1}}=\frac{\alpha^{Z+1}}{S^Z}。 \tag{3.1.20}$$

这样离子的分布与电子密度无关。此外，因为几乎所有的原子和离子都处在它们的基态，因而日冕模型假定从基态的碰撞激发为跃迁到较低能级的所有自发辐射跃迁所平衡，即

$$N_e N_1 X_{1q}=N_q\sum_{p<q}A_{qp}。$$

因此

$$\frac{N_q}{N_1}=N_e\frac{X_{1q}}{\sum\limits_{p<q}A_{qp}}=N_e X_{1q}\tau_q, \tag{3.1.21}$$

其中 $\tau_q=(\sum\limits_{p<q}A_{qp})^{-1}$，它就是 q 激发态的寿命。(3.1.20)和(3.1.21)式就相当于萨哈公式和玻耳兹曼公式。

根据(3.1.14)和(3.1.15)式给出的 S 和 α 数值，可求出类氢原子及其电离态(即完全

电离的离子)之间的比值。表 3.1.3 给出了类氢原子与其离子数目相等(即 $N_1^z = N_1^{z+1}$)时电子温度的数值。

表 3.1.3 类氢原子与其离子密度相等时所对应的温度值

元 素	1H	2He	4Be	8O	16S
$\chi_{1\infty}$(eV)	13.6	54.4	217.7	871.1	3.48×10^3
T_e(K)	1.34×10^4	7.18×10^4	3.95×10^5	2.58×10^6	2.13×10^7
$\chi_{1\infty}/kT_e$	11.8	8.8	6.4	3.9	1.9

图 3.1.3 为几种元素在不同温度下没有完全电离的原子的相对含量(图中虚线是氧原子按萨哈公式计算的数值)。由此可见,氧原子在温度高达 1keV 时,仍有相当可观数量的原子没有完全电离。图 3.1.4 为不同温度下按日冕模型计算得到的氧的各种电离态的分布。

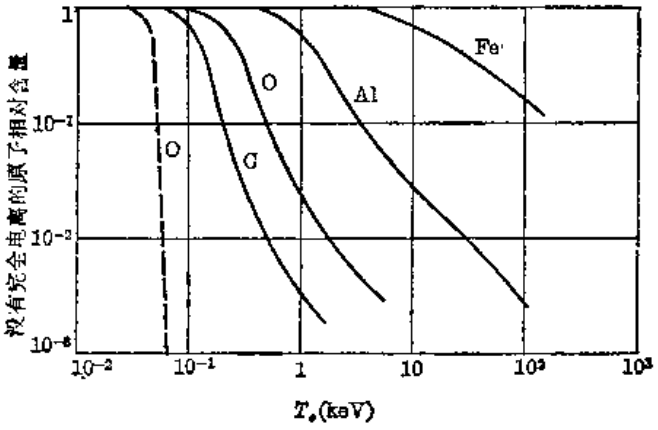


图 3.1.3 等离子体中没有完全电离的原子的含量
实线是根据日冕模型计算的结果,
虚线为局部热平衡模型计算结果

等离子体中存在未完全电离的原子,其激发态的分布应当符合(3.1.21)式。这些处在激发态的原子自发跃迁时就辐射出线光谱,其角频率为 ω_{qp},光子数为 $N_q A_{qp}$。

日冕模型适用的条件正好和局部热平衡模型相反,它要求自发跃迁速率大于碰撞跃迁速率,即

$$\sum_{p<q} A_{qp} \geqslant N_e X_{q1}。$$

如果限于取 $q \leqslant 6$,对于类氢原子,就得到日冕模型的适用条件为

$$N_e \lesssim 6.05\times10^{16} Z_n^6 (kT_e)^{1/2} \exp\left(\frac{Z_n^2}{10\,kT_e}\right) \quad (\mathrm{m}^{-3}), \tag{3.1.22}$$

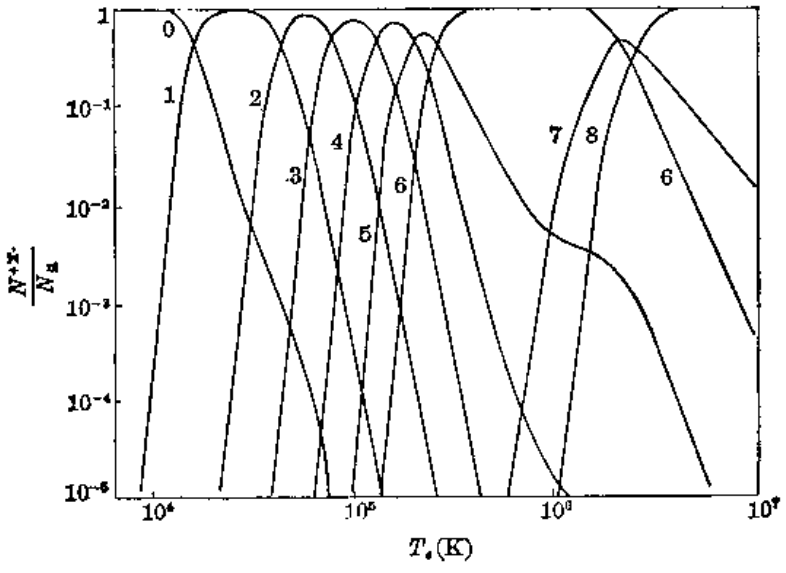


图 3.1.4 不同温度下氧的各个电离态的含量的计算值

其中 Z_n 为核电荷数，kT_e 以 eV 为单位。这个数值比(3.1.18′)的极限值约小 6 个数量级。图 3.1.5 为这两种模型适用的温度-密度范围。在它们之间的区域可采用所谓碰撞辐射模型，这将在下面介绍。

以上是平衡态的日冕模型，这个模型是假定由电子密度或温度变化所引起的原子（或离子）各个电离态、激发态密度分布的变化的特征时间，比各原子过程的弛豫时间(即趋向平衡的时间)长很多。在实际的实验室等离子体中，特别是快速放电式等离子体中，情况往往并不是这样，各过程常常来不及达到平衡。这时就必须用所谓速率方程来计算等离子体的各种成分的分配及其变化。对于日冕模型，Z 阶离子的基态和激发态的速率方程为

$$\frac{dN_1^Z}{dt}=-N_1^Z N_e S^Z+N_1^{Z+1}N_e\alpha^{Z+1}+N_1^{Z-1}N_eS^{Z-1}-N_1^Z N_e\alpha^Z, \quad (3.1.23)$$

$$\frac{dN_q^Z}{dt}=N_eN_1^Z X_{1q}-N_q^Z\sum_{p<q}A_{qp}。 \quad (3.1.24)$$

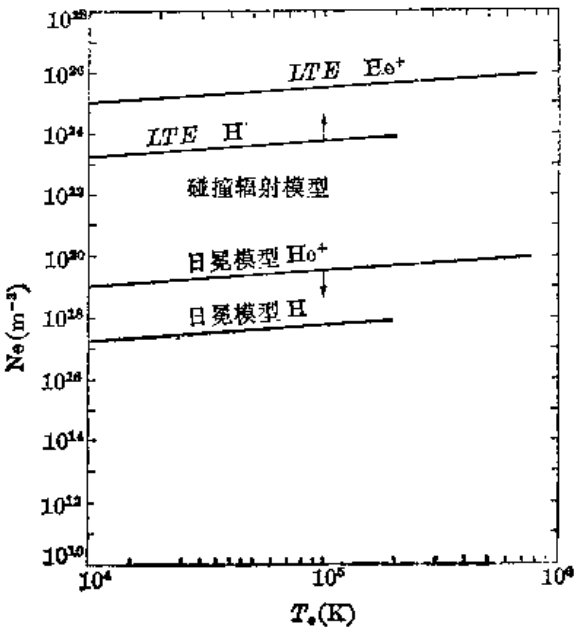


图 3.1.5 各种近似模型的适用区域

除了一些亚稳态之外，激发态的寿命一般约为 10^{-8} 秒，可见很快就发生自发跃迁，原子在各个激发态之间的分配也就迅速地达到平衡值。因此我们主要考虑方程式(3.1.23)。下面举一个简单的例子，在接近平衡的等离子体中加入少量的气体，观察它的最高电离态的变化。对于最高电离态，速率方程可简化为

$$\frac{dN_1^Z}{dt}=N_1^{Z-1}N_eS^{Z-1}-N_1^Z N_e\alpha^Z。$$

再考虑到$(N_1^Z+N_1^{Z-1})$、N_e、T_e 近于常数，因此 S^{Z-1}、α^Z 也近于常数，这样(3.1.23)式就成为一次线性微分方程，其解为

$$N_1^Z=\frac{(N_1^{Z-1}+N_1^Z)S^{Z-1}}{S^{Z-1}+\alpha^Z}\{1-\exp[-N_e(S^{Z-1}+\alpha^Z)t]\}。 \quad (3.1.25)$$

所以趋向平衡的时间常数(即弛豫时间)为

$$\tau\simeq\frac{1}{N_e(S^{Z-1}+\alpha^Z)}。 \quad (3.1.26)$$

由(3.1.14)和(3.1.15)式可以估计 τ 值。例如当 $S^{Z-1}=\alpha^Z$ 时，即基态的类氢原子及其离子密度的平衡值相等时，它们的 S^{Z-1} 或 α^Z 以及相应的 T_e 值如表 3.1.4 所示。由此可知，对类氢原子，$S^{Z-1}+\alpha^Z\simeq10^{-18}$。实际上大多数的离子都有类似的 $S^{Z-1}=\alpha^Z$ 时的值，因此

$$\tau\simeq10^{18}/N_e。 \quad (3.1.26')$$

表 3.1.4 类氢原子 $S=\alpha$ 时的值及相应的温度

Z	1	2	4	8	16
$S^{Z-1}=\alpha^Z(m^3\cdot s^{-1})$	2.4×10^{-19}	4.2×10^{-19}	7.1×10^{-19}	1.1×10^{-18}	1.6×10^{-18}
T_e(K)	1.3×10^4	7.2×10^4	3.9×10^5	2.6×10^6	2.1×10^7

在日冕模型适用的电子密度范围 ($N_e \lesssim 10^{20}\,m^{-3}$)内，弛豫时间大致为 $\gtrsim 10^{-2}$s，它比等离子体的存在时间长或同一量级，因此在大多数情况下，都需要用速率方程(3.1.23)来描述等离子体中各种电离态原子的分布及其变化。图 3.1.16 是一个角收缩装置中 Ne 原子的各种电离态所发射的线谱强度随时间变化的曲线，其中实线是实验值，虚线是根据速率方程求得的计算值。数值虽有偏差，但趋势是一致的。

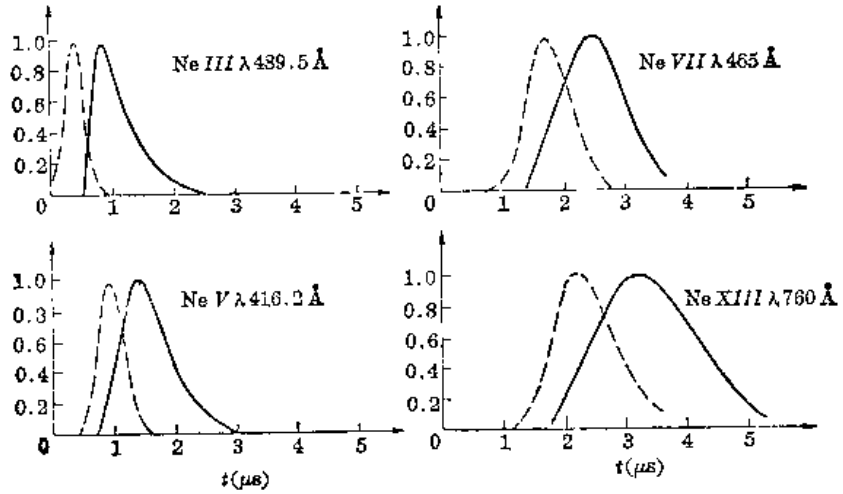


图 3.1.6 各种电离态原子辐射强度随时间的变化

实线为实验值，虚线为计算值，纵坐标为辐射相对强度

碰撞辐射模型[30~37] 从图 3.1.5 可以看出，有相当大部分高温等离子体不能满足上述两种近似模型的条件，所以又提出了碰撞辐射模型。在这个模型中，考虑了自发跃迁、复合辐射、碰撞激发与去激发、碰撞电离及三体复合等过程。对于类氢原子来说，其速率方程为

$$\frac{dN_q^z}{dt} = -N_q^z\{N_e S_q^z + N_e \sum_{p\neq q} X_{qp}^z + \sum_{p<q} A_{qp}^z\} + N_e \sum_{p\neq q} N_p^z X_{pq}^z + \sum_{r<q} N_r^z A_{rq}^z + N_e N^{z+1}\alpha_q^{z+1}。 \tag{3.1.27}$$

同样，当没有亚稳态时，可以认为激发态之间的分配处于平衡，只要用线性方程组来表示就行了。从而可以只考虑基态的速率方程：

$$\frac{dN_1^z}{dt} = -N_e N_1^z S_{CR} + N_e N^{z+1}\alpha_{CR}, \tag{3.1.28}$$

$$N_q^z = n_0 + n_1 N_1^z, \tag{3.1.29}$$

其中 S_{CR} 和 α_{CR} 为碰撞辐射的等效电离系数和复合系数，它们是 T_e、N_e、Z 的函数。n_0 和 n_1 两个系数则与 T_e、N_e、Z 和 q 有关。由于这些系数都是在变化的，所以求解仍是困难的。

这里还应当指出，实际上还可能有更复杂的过程，例如会有冷气体不断地扩散进入等离子体，原子间还会发生电荷交换碰撞，逃逸中性原子在真空室壁上发生反射、溅射、解吸等，从而引起原子的循环。此外，在放电过程中还可能注入冷的补充气体和高能的中性粒子等等。这些都需要根据具体情况进行具体分析，一般都需要利用电子计算机进行数值计算。

§3.2 连续光谱辐射

§3.2.1 辐射计量与辐射输运方程

在讨论高温等离子体中各种具体的辐射过程之前，我们先讨论一下辐射计量和等离子

体中辐射的输运问题。在以下的讨论中，我们常采用以下的辐射计量。单位体积辐射源所辐射的总功率，称为体辐射度 U。辐射体发出的辐射一般不是单一频率的，我们也常用体辐射谱密度 U_λ、U_f 来表示单位波长间隔或单位频率间隔内的体辐射度，即

$$U_\lambda=\frac{dU}{d\lambda},\qquad U_f=\frac{dU}{df}。\tag{3.2.1}$$

并且 U_λ 与 U_f 之间的关系为

$$U_\lambda=\frac{c}{\lambda^2}U_f。\tag{3.2.1'}$$

不少有关光谱学的著作中，也经常采用波数 $\nu=\frac{1}{\lambda}$，或角频率 $\omega=2\pi f$ 来描述光谱，则其相应的体辐射谱密度为 U_ν 或 U_ω，它们与 U_λ、U_f 的关系分别为

$$U_\nu=\lambda^2U_\lambda,\qquad U_\omega=\frac{1}{2\pi}U_f。\tag{3.2.1''}$$

辐射一般是射向各个方向的，如果以沿某一方向的单位立体角来计算体辐射度，则该体辐射度就称之为辐射率，用 η 或 η_λ、η_f 表示：

$$\eta=\frac{dU}{d\Omega},\quad \eta_\lambda=\frac{d^2U}{d\lambda\,d\Omega}=\frac{dU_\lambda}{d\Omega},\quad \eta_f=\frac{d^2U}{df\,d\Omega}=\frac{dU_f}{d\Omega}。\tag{3.2.2}$$

当辐射各向同性时，则有

$$\eta=\frac{U}{4\pi},\qquad \eta_\lambda=\frac{U_\lambda}{4\pi},\qquad \eta_f=\frac{U_f}{4\pi}。\tag{3.2.2'}$$

我们通常是从光源的外部来观测其所发出的辐射，因此主要关心的是光源表面的发光强度。单位面积的光源表面向外辐射的总功率，称为面辐射度或面辐射本领 W。而单位光源表面积沿其法线方向在单位立体角内的辐射功率，则称为表面亮度 B。更确切地说，表面亮度是指辐射表面在任一方向的单位立体角内的辐射功率与辐射体表面的视在面积之比。所谓视在面积是指辐射表面积 dS 在垂直于该辐射方向的平面上的投影面积 dS'，如图 3.2.1 所示。显然

$$dS'=dS\cos\theta,$$

其中 θ 是辐射方向与表面法线之间的夹角。由此我们可以得到表面亮度 B 与表面辐射度 W 间的关系：

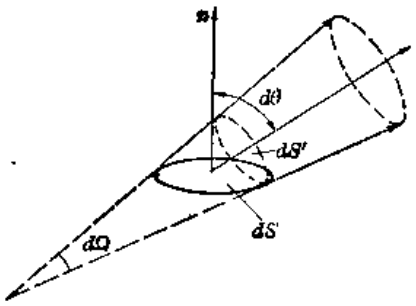


图 3.2.1 辐射体表面积 dS 与视在面积 dS' 的关系

$$B=\frac{dW}{\cos\theta\,d\Omega}。\tag{3.2.3}$$

如果各个方向的表面亮度相等，则该辐射体称为余弦辐射体或理想辐射体。在这种情况下，则有

$$W=B\int_{2\pi}\cos\theta\,d\Omega=\pi B。\tag{3.2.4}$$

为了建立表面辐射量 B(或 W)与体辐射密度 U 或辐射率 η 间的联系，我们就必须研究辐射的输运问题。我们知道，空间辐射场的辐射量可以用单位体积内场能密度 Q(Q_f 或 Q_λ)表示，但是更普遍的是用辐射通量 Φ 和辐射强度 I 来表示。辐射通量是指每单位时间内通过空间某一面积的辐射能量；而辐射强度是指沿某一方向的单位立体角内、单位时间内通过单位视在面积的辐射能量，即

$$I_f = \frac{d^2\Phi_f}{d\Omega\, dS\cos\theta}。 \tag{3.2.5}$$

由此可以看到，在光源表面处的辐射强度就是光源的表面亮度 B。

我们先讨论辐射在无损耗的、各向同性的但略为不均匀的介质内的输运情况。观察介质内一个直圆柱体积元，其端面积为 dS，厚度为 dx。设从前端面射入的辐射强度为 I_f、立体角为 $d\Omega_1$，射入方向与端面法线夹角为 θ_1。从后端面射出辐射的数值分别为 I_f+dI_f、$d\Omega_2$、θ_2。根据稳态条件下辐射能量守恒原则，以 Φ 代表辐射通量，则有

$$\nabla\cdot\Phi = 0,$$

其 x 方向的分量式为

$$(I_f+dI_f)\cos\theta_2\, d\Omega_2\, dS - I_f\cos\theta_1\, d\Omega_1\, dS = 0。 \tag{3.2.6}$$

又根据几何光学的斯涅耳定律，沿射线方向 $n\sin\theta=$常数，则有

$$\frac{d\Omega_2}{d\Omega_1} = \frac{\sin\theta_2\, d\theta_2}{\sin\theta_1\, d\theta_1} = \frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1}\cdot\frac{n\cos\theta_1}{(n+dn)\cos\theta_2} = \left(\frac{n}{n+dn}\right)^2\frac{\cos\theta_1}{\cos\theta_2},$$

即

$$\cos\theta_2\, d\Omega_2 = \left(\frac{n}{n+dn}\right)^2\cos\theta_1\, d\Omega_1 \simeq \left(1-2\frac{dn}{n}\right)\cos\theta_1\, d\Omega_1。$$

将此式代入(3.2.6)式，整理后，即可得到

$$\frac{dI_f}{I_f} = 2\frac{dn}{n},$$

故

$$\frac{I_f}{n^2} = 常数。 \tag{3.2.7}$$

这就是辐射在各向同性、弱不均匀的无损耗介质中的输运方程。

等离子体本身是个辐射源，又是吸收介质，因此考察辐射通过等离子体的输运情况时，除了考虑等离子体的折射率 n 变化所引起的辐射强度变化

$$(dI_f)_1 = 2\frac{I_f}{n}\frac{dn}{dx}dx$$

外，还必须考虑等离子体辐射所产生的辐射强度增量。若等离子体足够大，则沿其中某一观察方向计算，有

$$(dI_f)_2 = \eta_f dx。$$

此外，由于等离子体吸收所引起的辐射强度的衰减：

$$(dI_f)_3 = -\alpha_f I_f dx,$$

其中 η_f、α_f 分别为等离子体的谱辐射率和谱吸收系数。于是，由辐射能量守恒方程就可以得到

$$\frac{dI_f}{dx} = 2\frac{I_f}{n}\frac{dn}{dx} - \alpha_f I_f + \eta_f,$$

即

$$n^2\frac{d}{dx}\left(\frac{I_f}{n^2}\right) = \eta_f - \alpha_f I_f, \tag{3.2.8}$$

这就是等离子体的辐射输运方程。令

$$\tau = -\int_0^x \alpha_f\, dx \quad 或 \quad d\tau = -\alpha_f\, dx,$$

则输运方程可改写为

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{I_f}{n^2}\right)=\frac{I_f}{n^2}-\frac{\eta_f}{n^2\alpha_f}。\tag{3.2.9}$$

在局部热平衡条件下，比值 $\frac{\eta_f}{n^2\alpha_f}$ 是一个只与温度有关的常数，即

$$\frac{1}{n^2}\frac{\eta_f}{\alpha_f}=B_f(T)。\tag{3.2.10}$$

$B_f(T)$就是下面即将讲到的黑体辐射的表面亮度，上式就是著名的克希霍夫定律。

如果我们沿某一方向观测等离子体辐射，则将(3.2.9)式沿观察方向的路径进行积分，就可以求出等离子体辐射的表面亮度。如果等离子体温度 T 是均匀的，且不考虑 n 的变化，则可以得到通过表面出射的辐射强度，即表面亮度：

$$I_{D,f}=I_{0,f}\exp(-\tau_{D,f})+B_f(T)[1-\exp(-\tau_{D,f})],\tag{3.2.11}$$

I_{0f} 代表外辐射源(大面积源或平行光束)在等离子体内沿观察方向的初始辐射强度。若无外辐射时，则有

$$I_{D,f}=B_f(T)[1-\exp(-\tau_{D,f})],\tag{3.2.11'}$$

其中

$$\tau_{D,f}=\int_0^D\alpha_f\,dl,\tag{3.2.12}$$

D 即为沿观察方向的等离子体厚度，$\tau_{D,f}$ 称为光性厚度。当 $\tau_{D,f}\gg1$ 时，光性厚度是厚的，这时表面亮度就趋近于黑体辐射亮度，因而黑体辐射是同一温度 T 下任意辐射源的辐射极限值。反之，当 $\tau_{D,f}\ll1$ 时，光性是薄的，这时

$$I_{D,f}\simeq B_f(T)\tau_{D,f}。\tag{3.2.13}$$

若等离子体是均匀的，α_f 为常数，则

$$\tau_{D,f}=\alpha_f D,\tag{3.2.14}$$

$$I_{D,f}\simeq B_f(T)\alpha_f D=\eta_f D=\frac{U_f}{4\pi}D。\tag{3.2.15}$$

有时候，特别当光子能量较高时，光的量子效应较显著，我们就常用光子数目来表征光强。有些探测器也是直接计数光子的，这样表示光强当然是方便的。由于每个光子的能量为 hf，所以光子数目 N 和辐射总能量 E 的关系为

$$E=Nhf。\tag{3.2.16}$$

§3.2.2 黑体辐射[47]

当系统处于完全热平衡时，上节所述的各种过程都与其逆过程达到平衡，即所谓细致平衡。如果物体为黑体，那么它表面的辐射仅取决其平衡温度，而不必考虑各种具体过程。再加上考虑到量子效应，普朗克于 1914 年推导出一个著名的热平衡下的黑体辐射公式：

$$w_{f,T}=\frac{2\pi hf^3}{c^2}\frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right)-1},\tag{3.2.17}$$

其中 $w_{f,T}$ 是面辐射度的频谱，它就是平衡温度为 T 的黑体的单位表面积向外发射的中心频率为 f 的单位频率间隔内的辐射总功率；h 为普朗克常数；k 是玻耳兹曼常数；$\frac{hf}{kT}$ 就是辐射的光子能量(hf)与微粒子热运动的动能(kT)之比。当 $hf\ll kT$ 时，

$$w_{f,T}\simeq2\pi\frac{f^2}{c^2}kT。\tag{3.2.18}$$

这就是低频(长波)部分辐射谱的近似式。反之，在高频(短波)部分 $hf\gg kT$，

$$w_{f,T}\simeq\frac{2\pi h}{c^2}f^3\exp\left(-\frac{hf}{kT}\right)。\tag{3.2.19}$$

显然 $w_{f,T}$ 随频率的增加而趋向于零。在 hf 和 kT 相接近时，频谱的形式是复杂的，我们可以将(3.2.17)式改写为

$$w_{f,T}=\frac{2\pi}{h^3c^2}\left[x^3\frac{1}{\exp x-1}\right](kT)^3=A(x)(kT)^3,\tag{3.2.17'}$$

其中

$$\left.\begin{aligned}x&=\frac{hf}{kT},\\A(x)&=\frac{2\pi}{h^2c^2}\left(\frac{x^3}{\exp x-1}\right)。\end{aligned}\right\}\tag{3.2.20}$$

图 3.2.2 为 $A(x)$随 x 变化的曲线，其中能量是用电子伏为单位。它的峰值位置，即辐射功率的峰值位置在 $x=2.822$ 处。当温度达到千度时，辐射谱的频率处在可见光区，当温度达 10^6 度时，就进入 X 射线区。将 $w_{f,T}$ 对 f 积分可以求出总辐射功率

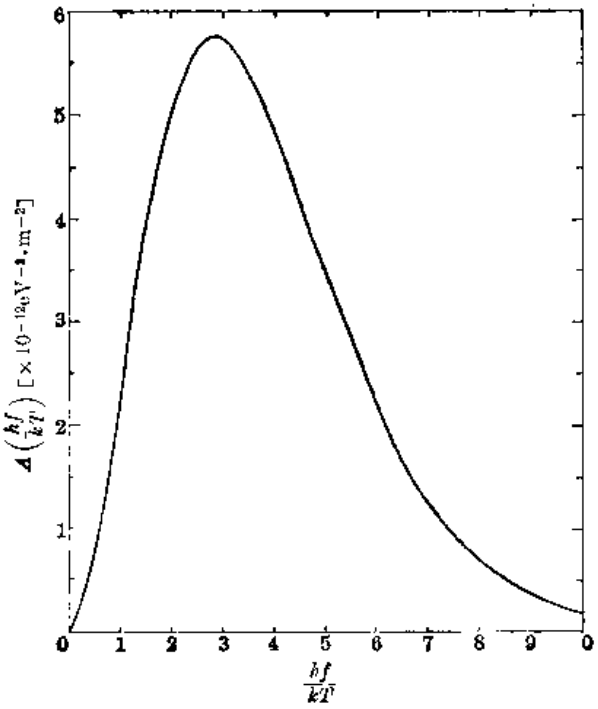


图 3.2.2 归一化黑体辐射谱

$$\begin{aligned}w_T&=\int_0^\infty w_{f,T}\,df=\int_0^\infty\frac{(kT)^4}{h}A(x)dx\\&=\frac{2\pi^5}{15c^2h^3}(kT)^4=\sigma T^4,\end{aligned}\tag{3.2.21}$$

其中

$$\sigma=\frac{2\pi^5k^4}{15c^2h^3}=5.67\times10^{-8}\,\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot K^{-4}}\tag{3.2.21'}$$

为斯忒藩-玻耳兹曼常数。由此可见，黑体辐射源的面辐射度与 T^4 成正比。黑体辐射的方向性遵从余弦定律，所以表面亮度为

$$\begin{aligned}B_T&=\frac{W_T}{\pi}=\frac{8\pi^4(kT)^4}{60c^2h^3}\\&=1.83\times10^{-8}T^4\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot sr^{-1}}),\end{aligned}\tag{3.2.22}$$

其中 T 以 K 为单位。

如果温度达一千万度，那么，每平方厘米表面积辐射的功率 W_T 可达 5.7×10^{16} W，这是相当惊人的。热辐射的能量损失是实现受控热核反应的一个主要难点。不过根据克希霍夫定律，在同样温度下黑体的热辐射是最强的。在磁约束受控热核实验装置中，高温等离子体总是很稀薄的，除了在低频(例如微波波段)部分和在一些共振频率处有强的吸收外，一般吸收系数很小，几乎是完全透明的，所以辐射量要比黑体辐射小得多。此外，实际上高温等离子体通常整体地或者部分地并不处于平衡状态，它们的辐射和黑体辐射更是有着很大的差异，因此就有必要逐一地考虑它们的各种辐射过程。下面就来分别讨论高温等离子体中的几种辐射过程。

§3.2.3 韧致辐射[48,49]

韧致辐射是指自由带电粒子的运动速度发生变化时产生的电磁波辐射。等离子体中自由电子的速度远远大于离子速度，因此韧致辐射主要是由电子产生的。自由电子运动速度

的变化有各种原因，本节讨论的是作热平衡运动的电子和离子作库仑碰撞而产生的韧致辐射，也就是前面提到的自由-自由过程。这种辐射是高温等离子体中必然存在的一种重要的能量损失过程。

讨论韧致辐射时，采用和黑体辐射不同的观点，即完全不考虑辐射体本身对电磁波的吸收，因此也就不必考虑物体辐射与电磁波之间的平衡，而只要直接研究每一个自由电子的碰撞过程。如果等离子体是完全"透明"的，那么总辐射就等于每个电子辐射的总和。根据电动力学，一个电荷为 e 的粒子在折射率为 n 的介质中，以速度为 $\boldsymbol{v}$、加速度为 $\boldsymbol{a}$ 运动时，它的射辐功率为

$$\frac{dE}{dt}=\frac{e^2n}{6\pi\epsilon_0c^3}\frac{(\boldsymbol{a})^2-(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{a})^2/c^2}{(1-v^2/c^2)^3}。\tag{3.2.23}$$

在相对论效应可忽略时，即 $\left(\frac{v}{c}\right)^2\ll1$ 的情况下，辐射功率为

$$\frac{dE}{dt}=\frac{e^2n}{6\pi\epsilon_0c^3}[a(t)]^2。\tag{3.2.23'}$$

辐射能量为

$$E=\frac{e^2n}{6\pi\epsilon_0c^3}\int_{-\infty}^{\infty}[a(t)]^2dt。\tag{3.2.24}$$

如果将 $a(t)$ 按傅里叶积分展开(见(1.3.7')式)，得

$$a(t)=\int_0^{\infty}a(\omega)\exp(-j\omega t)d\omega,\tag{3.2.25}$$

$$a(\omega)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{\infty}a(t)\exp(j\omega t)dt;\tag{3.2.26}$$

而

$$\int_{-\infty}^{\infty}|a(t)|^2dt=\frac{1}{4\pi}\int_0^{\infty}|a(\omega)|^2d\omega,\tag{3.2.27}$$

这样就可以求得单一粒子辐射的频谱：

$$E_\omega d\omega=\frac{e^2n}{24\pi^2\epsilon_0c^3}|a(\omega)|^2d\omega。\tag{3.2.28}$$

如果碰撞是在具有相同荷质比的粒子间发生，则 $\sum_i e_i\boldsymbol{a}_i=0$，可以证明这时不会有辐射。因此在高温等离子体中韧致辐射主要是在电子和离子的碰撞过程中发射出来的。在这个过程中，可以把离子看作为静止的点电荷，电子在这个以离子为中心的库仑场中，将受到一个向心力 $\boldsymbol{F}$，因而具有加速度 $\boldsymbol{a}$，这就导致了它的轨迹是弯曲的，如图 3.2.3 所示。如果每个瞬间电子相对于离子的距离为 $\boldsymbol{r}(t)$，离子电荷为 Ze，电子质量为 m，则

$$\boldsymbol{F}=\frac{-Ze^2}{4\pi\epsilon_0[r(t)]^2}\frac{\boldsymbol{r}(t)}{r(t)};$$

$$\boldsymbol{a}=\frac{\boldsymbol{F}}{m}=-\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0m}\frac{\boldsymbol{r}(t)}{|\boldsymbol{r}(t)|^3},\tag{3.2.29}$$

这里 ϵ_0 为真空中的介电常数。$\boldsymbol{a}(t)$ 由电子相对于离子的轨迹决定，它既与电子原始能量有关，也与电子原始速度有关，也和离子之间的相对垂直距离，即图 3.2.3 中的 b 值有关，其中 b 称为瞄准距离。电子的速度按麦克斯韦分布；瞄准距离为 b 的几率正比于周长 $2\pi b$。对速度和几率积分，才能求出单位体积中电子的

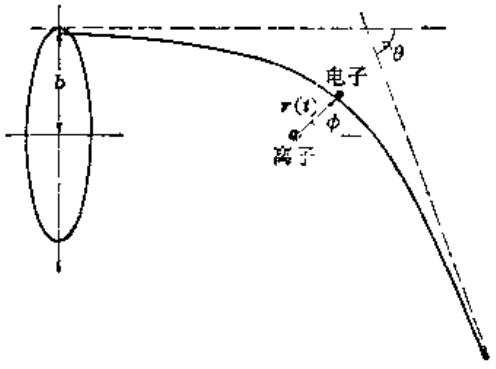


图 3.2.3 库仑碰撞电子轨迹示意

总的韧致辐射功率谱。但是，离子不是一个单纯的点电荷，故当 b 小到一定程度时，上述经典的考虑方法就不再适用，需要采用量子力学方法处理，由于计算相当繁复，我们就直接给出其结果：

$$U_{f,T_e}=\frac{N_e N_i n Z^2 e^6}{3\sqrt{6}\,\pi^{3/2}\epsilon_0^3 c^3 m^{3/2}}(kT_e)^{-\frac{1}{2}}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right), \tag{3.2.30}$$

U_{f,T_e} 表示电子温度为 T_e 的等离子体，在每单位体积中、在频率为 f 的单位频率间隔内所发射出的辐射功率；n 为折射率，在等离子体中一般近于 1；N_e 和 N_i 分别为电子和离子密度；$\bar{g}$ 为量子力学效应所引起的修正因子，称为岗特因子。在图 3.2.4 给出了某些范围内的类氢原子的 $\bar{g}$ 值，其中 χ_H 仍为氢的电离能，Z 为原子序数。图中虚线为复合辐射的 $\bar{g}$ 值（见下节）。把 e、m、c、ϵ_0 的数值代入上式，kT_e 仍用 eV 为单位，即可求得

$$U_{f,T_e}=6.37\times10^{-53}N_eN_iZ^2(kT_e)^{-1/2}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot Hz^{-1}})。\tag{3.2.31}$$

也常常用波长 λ 来表示辐射谱，λ 以 Å 为单位，这样(3.2.31)式就可写为

$$U_{\lambda,T_e}=1.90\times10^{-34}\frac{N_eN_iZ^3}{\lambda^2(kT_e)^{1/2}}\bar{g}\exp\left(-\frac{12395}{\lambda kT_e}\right)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot Å^{-1}})。\tag{3.2.32}$$

图 3.2.5 为 U_{λ,T_e} 随 λ 变化的曲线。由(3.2.32)式还可以求出谱峰值所对应的波长：

$$\lambda_{max}=\frac{6200}{kT_e}\quad(\text{Å})。\tag{3.2.33}$$

同样，当 kT_e 达到 100eV 量级时，韧致辐射谱就进入 X 射线区域。在低频区，$hf\ll kT_e$ 时，(3.2.30)或(3.2.31)式的指数项近于 1，只有 $\bar{g}$ 因子才与频率有关，这时 $\bar{g}$ 差不多随频率的对数而变化，并且可写为

$$\bar{g}=\frac{\sqrt{3}}{\pi}\ln\left(\frac{4kT_e}{\gamma hf}\right),\tag{3.2.34}$$

其中 γ 约为 1.78。图 3.2.6 为低频部分的 $\bar{g}(f)$ 曲线，它大体上与(3.2.34)符合。将 U_{f,T_e} 对 f 积分就可得到每单位体积等离子体辐射的总功率

$$U_{T_e}=\sqrt{\frac{2\pi}{3}}\frac{Z^2e^6N_eN_i}{6\pi^2\epsilon_0^3c^3m^{3/2}h}(kT_e)^{1/2}=1.54\times10^{-38}Z^2N_eN_i\sqrt{kT_e}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}}),\tag{3.2.35}$$

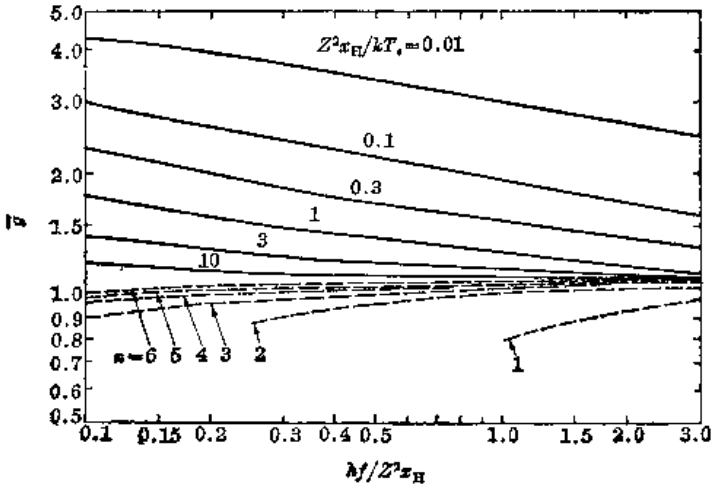


图 3.2.4 冈特因子数值

实线为韧致辐射的 $\bar{g}$ 值，虚线为复合辐射的 $\bar{g}$ 值

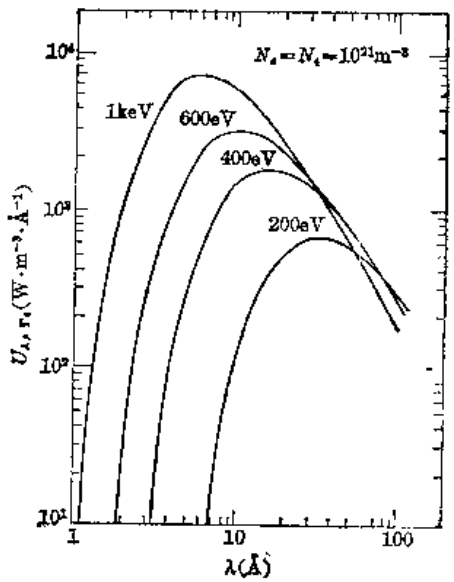


图 3.2.5 氢等离子体的韧致辐射谱

上式中已令 $\bar{g}=1$，最后数字式中 kT_e 仍以 eV 为单位。图 3.2.7 为 $Z=1$，$N_i=N_e=10^{21}\,\mathrm{m}^{-3}$ 时不同温度下的 U_{Te} 曲线。虚线是按(3.2.35)式求出的值，实线是考虑了修正因子 $\bar{g}$ 的值。可以看到在热核反应温度范围内，这个数值是相当可观的。

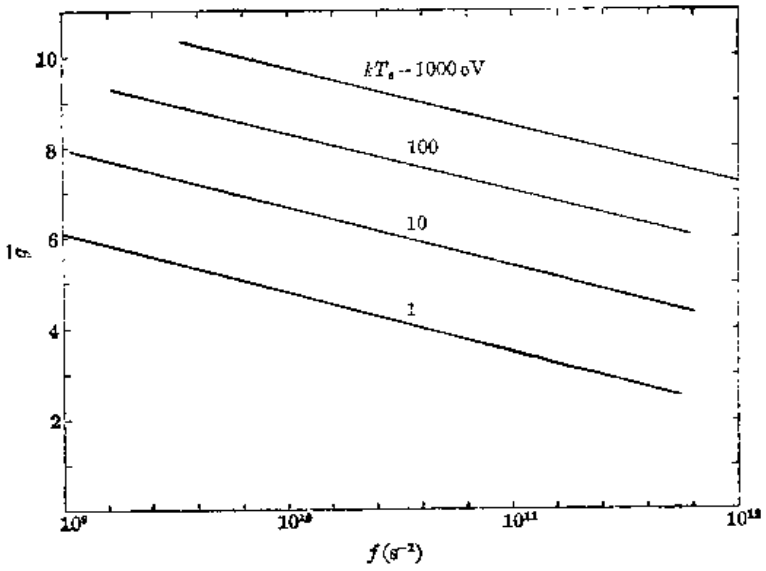


图 3.2.6 低频区的冈特因子数值

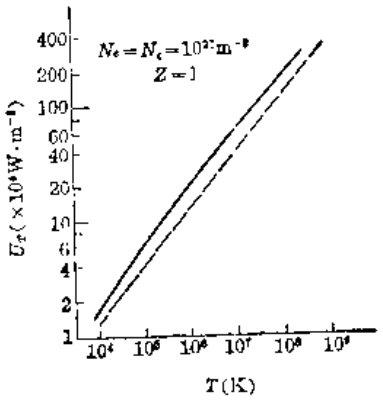


图 3.2.7 高温等离子体的韧致辐射量

如果等离子体不止有一种离子，那么上述单离子韧致辐射公式应对所有离子求和，即 Z^2N_i 应改为 $\sum_j N_{ij}Z_j^2$。若定义

$$Z_{eff}=\sum_j Z_j^2 N_{ij}/\sum_j Z_j N_{ij}, \tag{3.2.36}$$

且根据电中性原理，$\sum_j Z_j N_{ij}=N_e$，则方程(3.2.35)就变为

$$U_T=1.54\times10^{-38}Z_{eff}N_e^2\sqrt{kT_e}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}}), \tag{3.2.35'}$$

其中 Z_{eff} 即前面讲过的有效电荷数，它也是等子体的重要参数，因为它与等离子体的辐射损失密切有关。

知道了等离子体各个体积元的辐射量后，根据(3.2.8)式的辐射输运方程(忽略折射效应)，不难求出它的表面亮度为

$$B_{f,T}=\int_0^D\frac{U_{f,T}}{4\pi}\exp(-\alpha_f x)dx\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot Hz^{-1}\cdot sr^{-1}})。 \tag{3.2.37}$$

如果等离子体是均匀的，上式可简化为

$$B_{f,T}=\frac{U_{f,T}}{4\pi\alpha_f}[1-\exp(-\alpha_f D)]。 \tag{3.2.38}$$

当 $\alpha_f D\ll1$ 时，上式可进一步简化为

$$B_{f,T}=\frac{U_{f,T}D}{4\pi}。 \tag{3.2.39}$$

这里，$\alpha_f D$ 或 $\int_0^D\alpha_f dx$ 就是等离子体对于频率为 f 的光性厚度。我们也可以用吸收辐射一半所需的等离子体厚度，来衡量等离子体对辐射的吸收程度。如果按总辐射能量计算，等离子体对其韧致辐射的半吸收厚度可表示为

$$D_{1/2}=1.23\times10^{48}\frac{(kT_e)^{7/2}}{N_eN_iZ^2}\quad(\mathrm{m})。 \tag{3.2.40}$$

可见磁约束高温等离子体对其韧致辐射来说，都是光性薄的。不过，在一些共振频率处，等

离子体对辐射会有强的吸收。此外，在低频段，等离子体对辐射的吸收将逐渐增强，而且当频率达到或低于等离子体频率 f_P 时，等离子体的光性将会有大的变化，边界的反射率将显著加强，因而使辐射显著降低（参见§6.2节）。图3.2.8中画出了氢等离子体（$Z=1$, $N_i=N_e=N$）厚度为1 cm、$T_e=10^6$ K和各种不同密度时的表面辐射谱，同时也给出相应的黑体辐射谱。图中用△表示 f_P 的所在点，在这里，由于上述的反射效应，表面辐射急剧下降。这个图也可以用于不同厚度的等离子体，由(3.2.31)和(3.2.39)式可以看到，当等离子体厚度 D 增大到 β^2 倍时，如果将其密度 N 相应地降低到 $1/\beta$，则将得到同样的表面辐射量。这时等离子体频率 f_P 也将降低到 $1/\beta^{1/2}$，于是表面辐射量将按虚线伸延，从而更接近于黑体辐射量了。

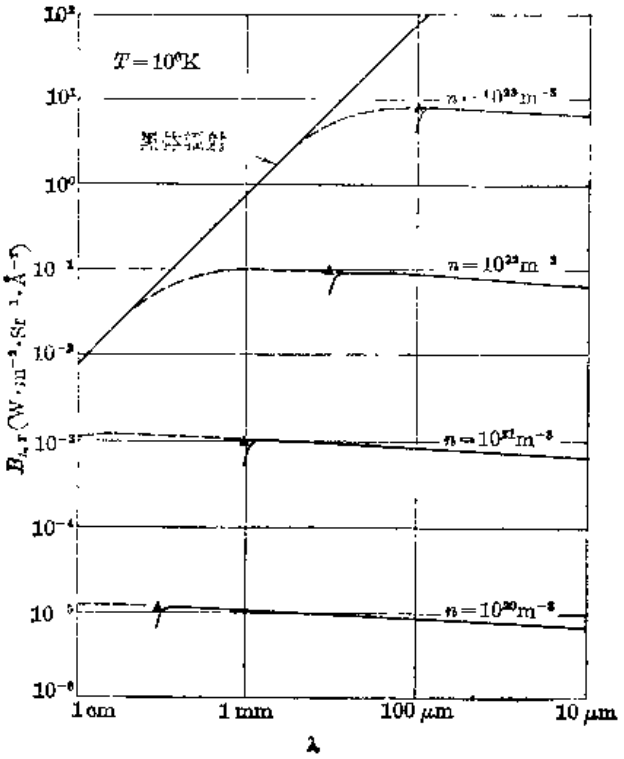


图3.2.8 低频区的韧致辐射谱

§3.2.4 复合辐射[49~52]

电子和离子碰撞时，除了上述的自由-自由过程外，还可能发生电子被离子俘获而形成一个束缚态，这个过程称为自由-束缚过程。束缚系统中的电子将处于一些特定的能级上。由于电子和离子是互相吸引的，所以它们的能级是负值。图3.2.9为电子能量 E 分布示意图。在 $E>0$ 部分，电子处于自由状态，它的能量（即电子的动能）E_e 是可以连续变化的；在 $E<0$ 部分，电子处于束缚状态，能级是量子化的，其最低的能态称为基态，其它能态称为激发态。处在负能级（E_n）的电子要脱离束缚，就必须从外界获得至少等于 $|E_n|$ 的能量，这个能量被称为电离能，也就是§3.1中的 $\chi_{n\infty}$。反之，电子从自由状态进入束缚态，将损失 $E_e+|E_n|$ 的能量，这个能量将以光子的形式释放出来，因此光子能量为

$$hf=E_e+|E_n|。 \tag{3.2.41}$$

显然 hf 一定大于 $|E_n|$。因为 E_e 是连续可变的，所以 hf 也连续可变，因此复合辐射将形成

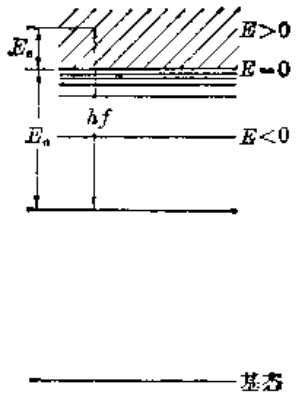


图3.2.9 原子能级分布概况

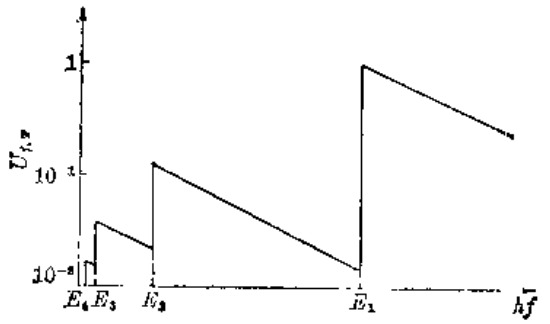


图3.2.10 复合辐射谱形

一个连续谱。不过，它不是完全平滑的，在相当于每一能级能量$|E_n|$处有一跃变，形成一个峰值，如图 3.2.10 所示。

不同的原子以及不同的电离态，具有不同的能级分布，情况是复杂的。对于氢原子或类氢原子，核外只有一个电子，其能级分布情况最简单。这个唯一电子的能级可表示为

$$E_n=-Z^2\frac{\chi_H}{n^2}, \tag{3.2.42}$$

其中χ_H是氢原子基态的电离能，而Z是类氢原子的核电荷数，n是能级的主量子数。根据量子力学计算，在热动平衡状态下，复合到n能级的复合辐射能谱为

$$U_{n,f,Te}=\frac{e^{10}}{12\pi\sqrt{6\pi}c^3h^2\epsilon_0^5m^{12}}\cdot\frac{Z^4N_iN_e}{n^3(kT_e)^{3/2}}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf-E_n}{kT_e}\right), \tag{3.2.43}$$

代入常数数值得：

$$U_{n,f,Te}=1.73\times10^{-51}N_iN_e\frac{Z^4}{n^3(kT_e)^{3/2}}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf-|E_n|}{kT_e}\right)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot s})。 \tag{3.2.43'}$$

其中$\bar{g}$为相应于复合辐射的岗特因子，图 3.2.4 中已表示出类氢原子的$\bar{g}$值，它们是近于 1 的数值。数字式中kT_e仍用电子伏为单位。光子能量hf大于$|E_n|$，因此复合光谱大致如图 3.2.10 所示。其中E_1、E_2、……代表各能级能量的绝对值，纵坐标取对数值，单位是任意的。

在实验上，测量到的连续谱是韧致辐射与复合辐射之和。韧致辐射与Z^2成正比，而复合辐射与Z^4成正比。所以，等离子体中含有高Z杂质时，辐射将显著加强，尤其复合辐射更有显著的加强。比较(3.2.31)和(3.2.43)式可知，对于辐射的高频部分，当

$$kT_e\sim30Z^2\quad(\mathrm{eV}) \tag{3.2.44}$$

时，韧致辐射和复合辐射的贡献近于相等。

电子温度越高，复合辐射的成分就越小，这是因为电子能量越大，越不容易被俘获的缘故。

§3.3 线光谱辐射

§3.3.1 回旋辐射[48,53~56]

磁约束热核实验装置中，等离子体都处于强磁场中，因而要受到洛仑兹力$\boldsymbol{F}$的作用，产生螺旋式运动，如图 3.3.1 所示。其向心加速度为

$$\boldsymbol{a}=\frac{\boldsymbol{F}}{m_e}=\frac{e\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}}{m_e}=\frac{ev_\perp B}{m_e}\frac{\boldsymbol{F}}{|\boldsymbol{F}|}=2\pi f_{ce}v_\perp\frac{\boldsymbol{F}}{|\boldsymbol{F}|}, \tag{3.3.1}$$

其中B为磁感应强度，$v_\perp$为电子热运动速度$\boldsymbol{v}$在垂直于磁力线方向上的分量，f_{ce}为电子回旋频率，它等于

$$f_{ce}=\frac{eB}{2\pi m_e}=2.8\times10^{10}B\quad(\mathrm{Hz})。 \tag{3.3.2}$$

因此它将产生单一频率的辐射，称为回旋辐射。频率由(3.3.2)式决定，在一般磁约束等离子体实验装置中，B为 1 至几十特斯拉，所以回旋辐射频率处于微波波段。根据(3.2.23')式，每个电子的辐射功率为

$$P=\frac{e^2a^2}{6\pi\epsilon_0c^3}=\frac{e^4v_\perp^2B^2}{6\pi\epsilon_0c^3m_e^2}=\frac{2\pi}{3}\frac{e^2f_{ce}^2v_\perp^2}{\epsilon_0c^3}。 \tag{3.3.3}$$

若电子速度按麦克斯韦分布，可求出每单位体积等离子体的总回旋辐射功率为

$$U=\frac{4\pi e^2 f_{ce}^2 N_e}{3\epsilon_0 c}\frac{kT_e}{m_e c^2}, \tag{3.3.4}$$

$m_e c^2$ 是电子的静止能量，约为 0.51 MeV，所以式中因子 $\frac{kT_e}{m_e c^2}$ 一般是个较小的数值。

回旋辐射与上节讨论的韧致辐射有很大不同，它是单一频率、各向异性的辐射。其辐射强度在各个方向上的分布与磁场的方向有关，如果辐射方向与磁场方向夹角为 θ，则根据电动力学，可求出单位体积内电子在该方向上单位立体角内的回旋辐射功率为

$$U_\theta=\frac{3}{16\pi}U(1+\cos^2\theta)=\frac{N_e e^2 f_{ce}^2}{4\epsilon_0 c}\left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right)(1+\cos^2\theta)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot sr^{-1}})。 \tag{3.3.5}$$

严格说来，由于相对论效应和推迟时间效应，回旋辐射并不是单一频率的辐射，实际上还有各种倍频谐波辐射。考虑了这两种效应，根据电动力学，电子的加速度和辐射电场为

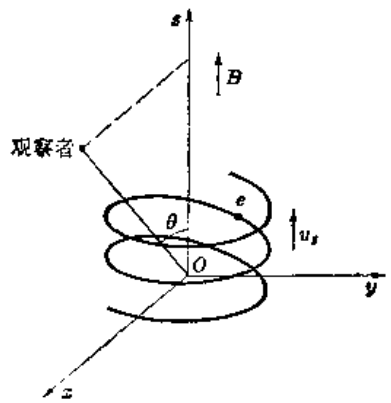


图 3.3.1 回旋辐射的几何关系

$$\boldsymbol{a}=\frac{e}{m_e\left[1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{1/2}}\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}, \tag{3.3.6}$$

$$\boldsymbol{E}=\frac{e^2 r^{-3}}{4\pi\epsilon_0 m_e\left[1-\left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{1/2}c^2}\cdot\left\{\boldsymbol{r}\times[\boldsymbol{r}\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})]\left(1+\frac{\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{r}}{cr}\right)^{-3}\right\}_{t'}。 \tag{3.3.7}$$

t' 即推迟时间，m_e 在这里为电子的静止质量。考虑远距离(r 很大)的辐射场时，可近似得到

$$\left.\begin{aligned}\frac{dt}{dt'}&\approx 1+\frac{\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{r}}{rc},\\ \boldsymbol{v}(t')&\approx\boldsymbol{v}(t)\left(1+\frac{\boldsymbol{v}(t)\cdot\boldsymbol{r}}{rc}\right)。\end{aligned}\right\} \tag{3.3.8}$$

现在考虑到 $\frac{v}{c}$ 一级的近似，并令 $v_\perp$ 和 $v_{/\!/}$ 表示 $\boldsymbol{v}$ 的垂直和平行于磁场的分量，那么

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)=\frac{r_0}{r^3}\left\{\boldsymbol{r}\times[\boldsymbol{r}\times(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B})]\left(1-\frac{3\boldsymbol{v}_\perp\cdot\boldsymbol{r}}{rc}-\frac{3\boldsymbol{v}_{/\!/}\cdot\boldsymbol{r}}{rc}\right)\right\}_t, \tag{3.3.9}$$

式中

$$r_0=\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$$

为电子的经典半径。

因为 $v_\perp$ 是以角频率 ω_{ce} 围绕 $\boldsymbol{B}$ 旋转的，所以它在平行和垂直于 $\boldsymbol{B}$ 和 $\boldsymbol{r}$ 所组成的平面的分量可以写成

$$\left.\begin{aligned}v_{\perp 1}&=v_\perp\cos\omega_{ce}t,\\ v_{\perp 2}&=v_\perp\sin\omega_{ce}t。\end{aligned}\right\} \tag{3.3.10}$$

相应地辐射场也可以分解为

$$\left.\begin{aligned} E_1 &= -\frac{r_0}{r} v_\perp B\cos\theta\sin\omega_{ce}t\left(1-\frac{2v_\perp}{c}\sin\theta\cos\omega_{ce}t-\frac{3v_\parallel}{c}\cos\theta\right), \\ E_2 &= \frac{r_0}{r} v_\perp B\cos\omega_{ce}t\left(1-\frac{2v_\perp}{c}\sin\theta\cos\omega_{ce}t-\frac{3v_\parallel}{c}\cos\theta\right)。 \end{aligned}\right\} \quad (3.3.11)$$

由此可知，当 $\theta=0$ 时沿磁场方向的辐射为圆偏振波，它的旋转方向和电子回旋方向一致，称为右旋波；$\theta=90°$ 时垂直磁场方向的辐射为线偏振的，电矢量垂直于磁场，称为异常波；其它方向的辐射为椭圆偏振波(请参看 § 6.2 和 § 6.4.3)。

辐射电场的幅度和单位立体角的辐射功率为

$$E(t)=\frac{r_0}{r}[1+(\cos^2\theta-1)\sin^2\omega_{ce}t]^{1/2}v_\perp B\left(1-\frac{2v_\perp}{c}\sin\theta\cos\omega_{ce}t-\frac{3v_\parallel}{c}\cos\theta\right), \quad (3.3.12)$$

$$\frac{dP}{d\Omega}=\frac{c}{\mu_0}r^2|\boldsymbol{E}|^2。$$

由于 $\cos^2\omega_{ce}t=\frac{1}{2}(1+\cos 2\omega_{ce}t)$； $\sin\omega_{ce}t\cos\omega_{ce}t=\frac{1}{2}\sin 2\omega_{ce}t$，

因此辐射场中将包含基频和倍频(ω_{ce}, $2\omega_{ce}$)的谐波，其强度分别为

$$\frac{dP_1}{d\Omega}=\frac{1}{2}\epsilon_0 c(r_0 v_\perp B)^2(1+\cos^2\theta), \quad (3.3.13)$$

$$\frac{dP_2}{d\Omega}=\frac{1}{2}\epsilon_0 c(r_0 v_\perp B)^2\left(\frac{v_\parallel\sin\theta}{c}\right)(1+\cos^2\theta)。 \quad (3.3.13')$$

以上是只取 $\frac{v}{c}$ 一级近似，若按相对论严格地来处理的话，可以得到多次倍频($n\omega_{ce}$)谐波，它们的辐射强度为

$$\frac{dP_n}{d\Omega}=\frac{e^2(n\omega_{ce})^2}{8\pi^2\epsilon_0 c}\left[\left(\frac{\cos\theta-v_\parallel/c}{\sin\theta}\right)^2 J_n^2\left(n\frac{v_\perp}{c}\sin\theta\right)+\left(\frac{v_\perp}{c}\right)^2 J_n'\left(n\frac{v_\perp}{c}\sin\theta\right)\right], \quad (3.3.14)$$

其中 $J_n(x)$为贝塞尔函数，$J_n'(x)\equiv\frac{dJ_n}{dx}$。当 $\beta=\frac{v}{c}\ll 1$ 时，$(n+1)$次和 n 次谐波辐射功率之比约为 β^2，图 3.3.2 为 $\beta=0.1$ 时的单电子回旋辐射谱。

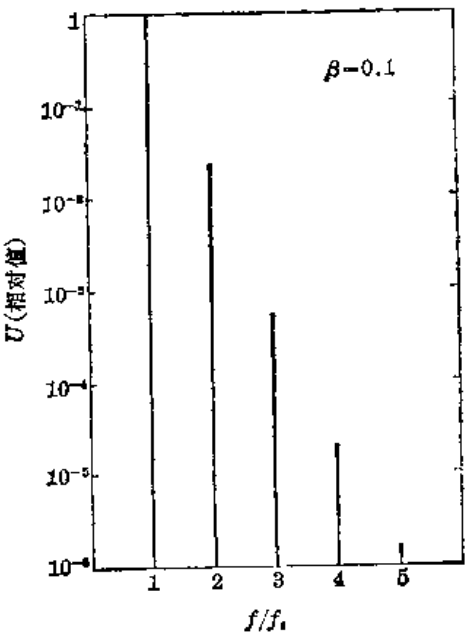


图 3.3.2 单电子回旋辐射谱 ($\beta=0.1$)

为了求等离子体的回旋辐射功率，就要将单电子的回旋辐射功率对电子速度分布函数进行积分。如果等离子体是稀薄的，即满足 $\frac{\omega_{Pe}}{\omega}\ll 1$(其中 ω_{Pe} 为等离子体角频率)，且若电子速度按麦克斯韦分布，就可求得等离子体对于回旋辐射的各次谐波的吸收系数和辐射系数为

$$\alpha_{f,n}^{(1,2)}=\frac{\pi}{2}\frac{\omega_{Pe}^2}{c}\frac{n^{2n-1}}{(n-1)!}\left(\frac{kT_e}{2m_e c^2}\sin^2\theta\right)^{n-1}\phi_n(f,\theta)$$

$$\times(1+\cos^2\theta)\left[\frac{1}{2}\pm\frac{\frac{\sin^4\theta}{4n}+\cos^2\theta}{\left(\frac{\sin^4\theta}{4n^2}+\cos^2\theta\right)^{1/2}(1+\cos^2\theta)}\right]; \quad (3.3.15)$$

$$\eta_{f,n}^{(1,2)}=\frac{1}{2}B_f(T)\alpha_{f,n}^{(1,2)}=\frac{f^2kT}{c^2}\alpha_{f,n}^{(1,2)}, \tag{3.3.16}$$

式中上标"1"或"2"代表两种波型，"1"取"−"号，"2"取"−"号。前者称为异常波，后者为寻常波；异常波的吸收系数和辐射系数都大于寻常波。$B_f(T)$为黑体辐射表面亮度，由于辐射分为两种波型，每种波型功率只占一半，因而多一个$\frac{1}{2}$因子。

(3.3.15)式中$\phi_n(f,\theta)$表示归一化的轮廓函数。导致线谱展宽的因素很多，下面来讨论这个问题。

多普勒展宽 电子速度平行于磁场的分量$v_\parallel$不受磁场影响，因此当观察者在与磁场成θ角方向上观察时，其多普勒频移为

$$\Delta f^{(D)}=f\frac{\frac{v_\parallel}{c}\cos\theta}{1-\frac{v_\parallel}{c}\cos\theta}。 \tag{3.3.17}$$

因为电子按麦克斯韦分布，因此频移就有一个宽度。这样计算得到的轮廓函数为

$$\phi_n^{(D)}(f,\theta)=\left(\frac{m_ec^2}{2\pi kT_e}\right)^{1/2}\frac{1}{nf_{ce}\cos\theta}\exp\left[-\left(\frac{m_ec^2}{2kT_e}\right)\left(\frac{f-nf_{ce}}{nf_{ce}\cos\theta}\right)^2\right]。 \tag{3.3.18}$$

这是一个高斯分布，中心频率为nf_{ce}，而半高全宽度$\Delta f_n^{(D)}$与观察角θ有关：

$$\Delta f_n^{(D)}=nf_{ce}\left[\frac{8(\ln 2)kT_e}{m_ec^2}\right]^{1/2}\cos\theta。 \tag{3.3.19}$$

碰撞展宽 根据经典辐射理论，由于电子与离子或电子碰撞时，它的速度会发生突变，回旋辐射同样要发生突变，于是形成一个有限长度的振荡。根据傅里叶展开，它的辐射就不再是一个纯粹的单色波，而具有一定的频谱。若电子的等效碰撞频率为ν，其轮廓函数则为

$$\phi_n^{(\nu)}(f,\theta)=\frac{1}{(f-nf_{ce})^2+\left(\frac{\nu}{2\pi}\right)^2}\frac{\nu}{2\pi^2}。 \tag{3.3.20}$$

这是一个色散型分布，或称为洛伦兹分布，峰值频率也在nf_{ce}处，而半高全宽度为

$$\Delta f_n^{(\nu)}=\frac{\nu}{\pi}。 \tag{3.3.20'}$$

电子和离子的碰撞频率与离子密度及电荷数Z有关，多普勒展宽则与电子温度、磁场强度及观察方向有关。可以算出，当

$$\frac{(kT_e)^2B\cos\theta}{ZN_i}>10^{-18} \tag{3.3.21}$$

时，多普勒效应将超过电子-离子碰撞效应。其中kT_e以eV为单位。

越过时间展宽 微波接收器往往只接收某一部分体积内的辐射。只有当回旋电子通过这一段灵敏体积时，它的辐射才会被接收。因此，与上述情况类似，接收的波列长度是受到限制的，因而也产生频谱展宽。若电子越过灵敏体积的时间为τ，则其频谱和半高全宽度就和(3.3.20)及(3.3.20')式相同，只要用$\frac{1}{\tau}$代替ν就行了。

磁场不均匀性效应 热核实验装置中，磁场常常是不完全均匀的。显然，不同的磁场将产生不同的回旋频率，从而使回旋辐射谱线产生频移和展宽。此外，也可利用这一特点，空间分辨地测量回旋辐射。如果等离子体磁场的分布是已知的，就可以根据回旋辐射频率来判断辐射源的位置，从而可以空间分辨地测定等离子体参数。

相对论效应 相对论效应也会使谱线展宽。这是不难理解的，因为电子质量按

$$\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}$$

因子增加，因而回旋频率会发生变化。这个频率展宽数量为

$$\Delta f^{(R)}=\sqrt{2\pi n}\,\frac{kT_e}{m_ec^2}\,nf_{ce}。\tag{3.3.22}$$

自吸收 回旋辐射线谱中心频率处等离子体有强的吸收，因此将趋于黑体辐射，使线谱顶部变平，形成较宽的分布。

等离子体色散效应 在第六章中我们将会讨论，当电磁波频率 f 小于或接近于等离子体频率 f_p 时，等离子体将呈现出强的色散特性，从而影响线谱的形状和宽度。

因此，高温等离子体的回旋辐射将表现为一系列展宽的线谱的迭加。图 3.3.3 是 50 keV 的等离子体($m_ec^2/kT_e\sim10$)的回旋辐射谱，它的谱宽是按相对论效应计算的，约为

$$(\Delta\omega)_n\simeq n^{3/2}\,\omega_{ce}\left(\frac{kT_e}{m_ec^2}\right)。$$

可见当 $n>3$ 时，谱线就重迭了。在这种情况下，基波辐射的能量所占比例仅约 6%。

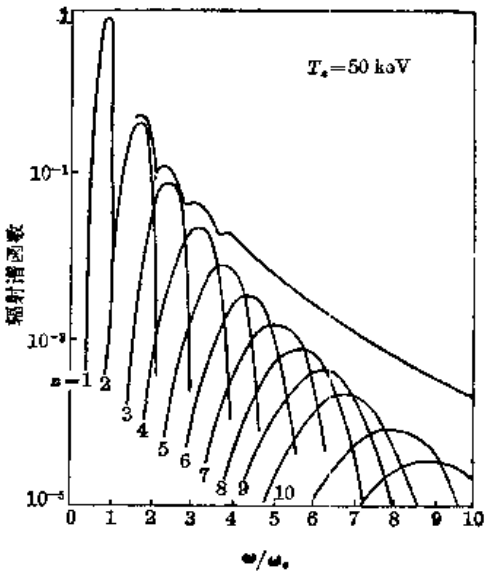


图 3.3.3 回旋辐射谱的计算值

§3.3.2 原子特征线辐射[61~63]

这是指原子中的电子在束缚态之间跃迁时所产生的辐射。这种束缚-束缚过程的初态与终态能量都是量子化的，因此所发射的光子的能量是单一的，故形成线光谱。各种原子都有其独特的线光谱系，其中每一条线光谱都与特定的两个原子能级(亦称光谱项)间的跃迁相对应。从原子物理学我们知道，在 LS 耦合的情况下，一个多电子原子(或离子)的光谱项可用四个量子数来表示。这四个量子数是：

总的轨道角动量量子数 L 它是各个电子的轨道角动量之矢量和，由于内层(满壳层)电子的总轨道角动量的矢量和为零，所以它主要是最外壳(非满层)电子的贡献，它的数值是取大于、等于零的整数值，在光谱符号中，均用下列字母表示不同 L 值的量子态(单个电子的轨道角动量量子数 l 则用小写斜体字母表示)：

L(或 l)值	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
L 符号	S	P	D	F	G	H	I	K	L	M	N	O	Q	R	T	U
l 符号	s	p	d	f	g	h	i	k	l	m	n	o	q	r	t	u

总的自旋角动量量子数 S 它是各个电子自旋角动量 (S) 之矢量和。s 值固定为 $\frac{1}{2}$，S 值等于 $\frac{n_s}{2}$，n_s 是包括零在内的正整数，但必须小于最外层(非满层)的电子数。由于电子有正负自旋配对的倾向，n_s 常是小的数目。S 值决定了光谱项的多重态的数目

$$m=2S+1。$$

总角动量量子数 J 在 LS 耦合情况下，是 L、S 的矢量和，其取值范围是 $L+S\geqslant J\geqslant|L-S|$。由此可见，对于给定的 L、S 值，当 $L>S$ 时，J 值可能的个数是 $2S+1$ 个，而当

$L<S$ 时，J 值可能的数目是 $2L+1$ 个，J 值决定光谱项的统计权重 $g=2J+1$。

每个电子的主量子数 n 它的数值与能级的能量密切相关，不同 n 值确定电子的不同壳层，电子的壳层常用如下的符号表示：

n 值	1	2	3	4	5	6	7
壳层符号	K	L	M	N	O	P	Q

此外，还有一个量用来表示光谱项的特征，即宇称，它是表示各个电子轨道角动量 l 的标记和的奇偶性。用上述四个量子数和宇称就可以确定光谱项的特征，在光谱学中常用特定的符号表示这些量。我们以如下典型的光谱项符号

$$2p^3\,{}^4S^0_{1\frac{1}{2}}$$

来说明其中各符号的意义：

2 代表外层电子的主量子数，这里 $n=2$，是 L 层电子；

p^3 说明有三个外层电子，它们的轨道角动量量子数均是 $l=1$；

4 表示光谱项的多重项，这里 $m=4$，所以 $S=1\frac{1}{2}$；

S 说明总轨道角动量 $L=0$；

$1\frac{1}{2}$ 代表 $J=1\frac{1}{2}$，因此统计权重 $g=2J+1=4$；

0 说明该光谱项是奇宇称；当偶宇称时，略去上标。

由此可见，用光谱项符号表示光谱项的特征是十分简单明了的，它是光谱学的基本语言。

从原子物理学我们还知道，线辐射的发射必须满足一定的选择定则，对于电偶极辐射跃迁，选择定则是：

(1) 跃迁只能发生在宇称性变化的能级之间；

(2) $\Delta L=0,\ \pm1$（但两个 $L=0$ 的能级间的跃迁是禁戒的）；

(3) $\Delta J=0,\ \pm1$（但两个 $J=0$ 的能级间的跃迁是禁戒的）；

(4) $\Delta S=0$。

线辐射强度与电子处在上能级的几率、上能级跃迁到下能级的几率以及发射的光子在射出等离子体之前被重新吸收的几率有关，对于光性薄等离子体，线辐射强度为

$$I_{qp}=\frac{1}{4\pi}\int_0^D N_q A_{qp} h f_{qp}\,dx, \tag{3.3.23}$$

式中 D 为沿观测方向的等离子体厚度。对于光性厚的等离子体，线辐射强度为

$$I_{qp}=\frac{1}{4\pi}\exp(-\tau_D)\int_0^{\tau_D}\frac{1}{\alpha_f}N_q A_{qp} h f_{qp}\exp(\tau)\,d\tau, \tag{3.3.24}$$

其中

$$\tau_D=\int_0^D \alpha_f\,dx,\quad d\tau=\alpha_f\,dx。$$

在高温等离子体中，存在着大量的由工作气体和杂质原子或离子所发出的线辐射，其中最重要的是氢及其同位素的光谱。氢原子只有一个外层电子，能级的能量又取决于主量子数，是高度简并的，它的谱线可用一个简单而精确的公式

$$\frac{1}{\lambda}=R_{\text{H}}\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{n'^2}\right) \tag{3.3.25}$$

表示，n、n' 就是跃迁的下、上能级的主量子数，$R_H=109677.6\,cm^{-1}$，称为里德堡常数。表 3.3.1 给出了氢的几组光谱线的名称及其波长。巴耳末系在可见光区，它们的谱线通常分别用 H_α、H_β 等表示。这些谱线都是等离子体诊断中常用的谱线。赖曼系在远紫外区，帕邢系在红外区，而布喇开系则在远红外区。图 3.3.4 为氢原子的光谱图，图中虚线表示每一线系的极限，线条的粗细大致表示其强度。

氘、氚原子的光谱几乎和氢原子的光谱相同，只有其中的常数 R 稍有不同：

$$R_M=\frac{1+m_e/m_H}{1+m_e/m_M}R_H, \tag{3.3.26}$$

R_H 是氢的里德堡常数，R_M 是修正后的常数，m_e、m_H、m_M 分别为电子、氢原子和该原子的质量。m_M 为 ∞ 时的里德堡常数列于附录 I。例如氘的 $R_D=109707.42$，因此它的巴耳末系光谱如表 3.3.2 所示。

表 3.3.1 氢光谱数据(波长单位 Å)

$n'=2$	$n'=3$	$n'=4$	$n'=5$	$n'=6$	$n'=7$	$n'=8$
$n=1$ 赖曼系 1215.68	1025.83	972.54				
$n=2$ 巴耳末系	(H_α) 6562.846	(H_β) 4861.322	(H_γ) 4340.458	(H_δ) 4101.731	(H_ε) 3970.07	(H_ζ) 3889.05
$n=3$ 帕邢系		18751.1	12818.1	10938		
$n=4$ 布喇开系			2.63μ	4.05	7.94	

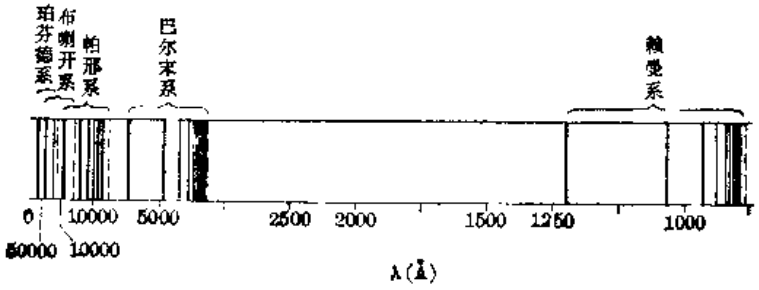


图 3.3.4 氢原子光谱

表 3.3.2 氘的巴耳末系光谱数据

光谱符号	D_α	D_β	D_γ	D_δ
波长 (Å)	6561.063	4860.000	4339.277	4100.621

类氢原子也有与氢相似的光谱系。但是它们的原子核的重量和电荷与氢不同，除了作(3.3.26)式的修正外，波长数还应除以 Z^2，即

$$\frac{1}{\lambda}=R_M Z^2\left(\frac{1}{n^2}-\frac{1}{n'^2}\right), \tag{3.3.27}$$

这与(3.2.42)式是一致的。例如 He^+ 的光谱的巴耳末系波长(Å)为 1640.5、1215.0、1085.0、1025.3、……，它们已经是在紫外区了。

表 3.3.3 某些原子的光谱线数据

原子电离态	波长	能态跃迁	角动量($J'-J$)	f	χ_{ul}(eV)
C^+	6578.0	$3s^2S$——$3p^2P^0$	$\frac{1}{2}-\frac{3}{2}$	0.553	16.26
	6582.9		$\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$	0.276	
	5145.2	$2s2p3s^4P^0$——$2s2p3p^4P$	$\frac{5}{2}-\frac{5}{2}$	0.239	23.02
	4411.5	$3d^2D$——$4f^2F$	$\frac{5}{2}-\frac{7}{2}$	0.819	27.29
	4411.2		$\frac{3}{2}-\frac{5}{2}$	0.860	
	3920.7	$3p^2P^0$——$4s^2S$	$\frac{3}{2}-\frac{1}{2}$	0.134	19.41
	3919.0		$\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$	0.134	
C^{++}	5696.0	$2s3p^1P^0$——$2s3d^1D$	1—2	0.407	34.13
	4647.4	$2s3s^3S$——$2s3p^3P^0$	1—2	0.423	32.05
	4650.2		1—1	0.253	
	4651.4		1—0	0.0845	
	4068～70	$2s4f^3F^0$——$2s5g^3G$			
	2297.59	$2s2p^1P$——$2P^21D$			
	2092.03				
C^{4+}	2270	$1s2s^3S$——$1s2p^2P^0$			
N^{3+}	3484.90	$2s3s^3S$——$2s3p^3P^0$	1—0	0.0699	50.11
	3482.98		1—1	0.210	
	3478.69	$2s^2{}^1S$——$2p^2{}^1P^0$	1—2	0.350	
	765.14		0—1	0.880	16.13
N^{4+}	1242.78	$2s^2S$——$2p^2P$	$\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$	0.0780	9.93
	1238.80		$\frac{1}{2}-\frac{3}{2}$	0.157	9.97

（续表）

氧子电离态	波　长	能　态　跃　迁	角动量$(J'-J)$	f	χ_{n1}(eV)
O^{3+}	3385.6	$3s^4P^0$——$3p^4D$	$\frac{5}{2}-\frac{7}{2}$	0.243	57.84
	3381.3		$\frac{3}{2}-\frac{5}{2}$	0.191	57.81
	3381.3		$\frac{1}{2}-\frac{3}{2}$	0.152	57.79
O^{4+}	2781～90	$3s^3S$——$3p^3P^0$			72.4
	629.73	$2s^1S$——$2p^1P$	0－1	0.738	19.60
O^{5+}	1037.61	$2s^2S$——$2p^2P^0$	$\frac{1}{2}-\frac{1}{2}$	0.0659	11.90
	1031.91		$\frac{1}{2}-\frac{3}{2}$	0.133	11.96

氦原子有两个外层电子，如果其它原子被电离只剩下两个电子的话，我们就称它们为类氦原子，它们具有与氦原子相似的光谱线。当氦原子的两个电子的自旋方向相同时，$S=1$，为三重态，称为正氦；两个电子的自旋方向相反时，$S=0$，为一重态，称为仲氦。事实表明，正氦与仲氦在彼此能态之间的跃迁是禁戒的，因此氦原子的光谱线就有两套。仲氦的基态是两个电子均在 $1s$ 态，它的主线系在 584～504 Å 之间。正氦的基态是两个电子分别在 $1s$ 和 $2s$ 态，它的主线系在红外到紫外之间。一般说来，原子的光谱线都是十分复杂的，如通常用于光谱测量中作为标准的铁谱线，在 2456 Å 到 1710 Å 之间就有 390 条之多。已经测定的原子谱线总数达 10^4，这可以从有关资料中查阅[57~60]。表 3.3.3 例举了聚变研究中常见的一些重要的轻元素的光谱线及其相应的振子强度 f 及高能态的激发能 χ_{1n}。表中还列出了由于 J 的不同而引起的光谱线的微小差别。高温等离子体中高电离态杂质的谱线多半在真空紫外到软 X 射线区。自氦到氧为止的轻元素的谱线已经大体上测定了，而重 Z 元素的谱线数据还很不完全。表 3.3.4 列出了在高温等离子体诊断中常碰到的一些短波区谱线的波长。

在高温等离子体中，重元素原子的最内层电子也有可能被直接电离掉，这样较外层的电子就可跃迁进入该内层轨道而伴随放出光子。这种光子的能量是一定的，称为荧光光子，它的光谱线称为荧光光谱。荧光光谱分析是一种普遍使用的分析微量元素的方法[64]。它的谱系和前述的类氢原子光谱相似，可表示为

$$\frac{1}{\lambda}=\frac{R}{n_1^2}(Z-a_1)^2-\frac{R}{n_2^2}(Z-a_2)^2, \tag{3.3.28}$$

式中 a_1 和 a_2 是由于其它电子影响而引入的很小的修正项。当 $n_1=1$ 时称为 K 线系，$n_1=2$ 时称为 L 线系等。对重元素，K 和 L 系都在 X 射线区。图 3.3.5 是在托卡马克装置上测得的软 X 射线谱[65]，除了连续谱外，还观察到真空室壁材料（不锈钢）中主要元素 Fe、Ni、Cr 的 K 线和限制器材料中 Mo 的 K 线和 L 线。

表 3.3.4 部分元素的真空紫外区原子谱线(*CI* 代表原子, *CII* 代表 C^+, 其余类推)

元 素	电 离 态	波 长 (Å)
C	*II*	903
	III	978
	IV	1548
	V	40.27, 40.73
	VI	33.74
N	*III*	993
	V	1249
	VII	24.78
O	*II*	397
	III	703
	IV	790
	V	630, 1249
	VI	132.3L, 150.09, 1032
	VII	21.60, 21.80, 120.33, 1623, 1640
	VIII	18.97
Al	*V*	278.7
	VI	309.6
	VII	352.2
	VIII	388.0
	IX	385.0
	X	332.8
	XI	550.1
Sc	*XI*	552.8
	XIII	137.8
	XV	170.0
	XVIII	157.9
Cr	*XV*	21
Fe	*XV*	285
	XVI	335
	XVII	15～17
	XVIII	93.94
	XIX	108.4
	XXIII	133.3
Se	*XI*	522.8
	XIII	137.8
	XV	170.0
	(?)	157.9
Mo	*XIII*	341
	XIV	374
	XXV	25～40
	XXXI	117
	XXXII	129
	XXVIII～*XXXIV*	65～85

§3.3.3 线光谱的展宽[66~75]

在高温等离子体中，有许多因素会引起特征线光谱展宽和位移，其中主要的因素是：(1) 自然宽度；(2) 多普勒效应；(3) 斯塔克效应；(4) 塞曼效应。

线光谱的自然宽度可以用一个普适原理，即海森堡的测不准原理来解释和计算：

$$\left.\begin{aligned}\Delta E\cdot\Delta t&\simeq\frac{h}{2\pi},\\ \Delta f\cdot\Delta t&\simeq\frac{1}{2\pi}.\end{aligned}\right\}\qquad(3.3.29)$$

这里 Δt 表示原子处于激发能级的时间，即激发态的寿命，它一般为 10^{-8} s 以上；ΔE 表示能量的不确定性，也就是光谱能量的展宽程度。光子能量 $E=hf$，所以得到(3.3.29)式的频率展宽 Δf。表 3.3.5 给出几种原子的谱线展宽，由此可见谱线自然宽度是很窄的，一般可以不加考虑。

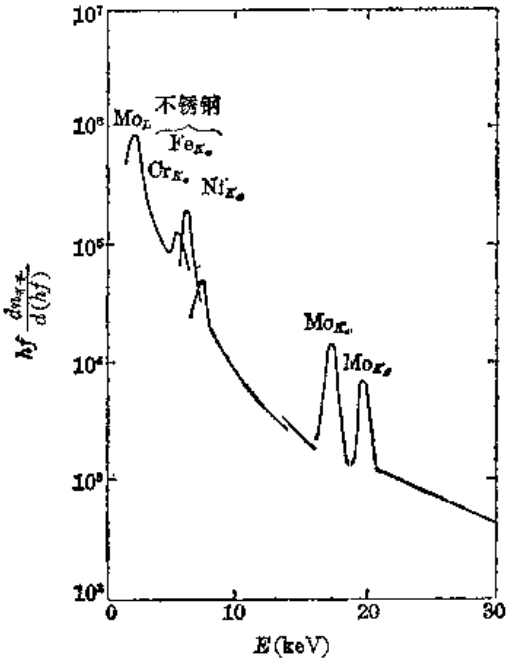


图 3.3.5 ST 托卡马克上测得的软 X 射线谱

塞曼效应就是磁场对谱线的影响。这和回旋辐射的情况不同，它来源于原子的磁矩和磁场的相互作用。如果原子的总角动量量子数为 J，它在外磁场中就会分裂为 $2J+1$ 个状态。我们用磁量子数 m 来表征，$m=-J,\ -J+1,\ \cdots,\ J-1,\ J$。由于外磁场的作用而产生的原子能级能量变化为

$$\Delta E=M\,g\mu_B B,\qquad(3.3.30)$$

式中 μ_B 为玻尔磁子($\mu_B=0.927\times10^{-23}\ \mathrm{J\cdot T^{-1}}$)，$g$ 为朗德因子，

$$g=\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}+1。\qquad(3.3.31)$$

如果跃迁前后原子所处状态的磁量子数为 M_1、M_2，则由于与外磁场的作用而引起的波长位移为

$$\Delta\lambda_Z=4.668\times10^{-9}(M_2g_2-M_1g_1)\lambda^2B\quad(\text{Å}),\qquad(3.3.32)$$

式中 λ 的单位为 Å，B 的单位为 T。M_2、M_1 之间跃迁应当符合选择定则：

$$\Delta M=0,\ \pm1\quad(\text{当 }\Delta J=0\text{ 时，}\Delta M=0\text{ 的跃迁是被禁戒的})。$$

这样，在外磁场的作用下，$\Delta M=0$ 的跃迁就产生谱线的 π 分支，$\Delta M=\pm1$ 的跃迁就产生谱线的 σ 分支。这些分支的偏振态与观察方向有关，特别是当观察方向垂直、平行于磁场方向时，这些谱线分支的偏振态如表 3.3.6 所示。就一重态谱线而言，$S=0$，$L=J$，此时由

表 3.3.5 几种原子的某些激发态的寿命和谱线的自然宽度

原 子	跃 迁 能 态	波 长 (Å)	Δt(s)	Δf(s^{-1})	$\Delta\lambda$(Å)
H	$1^2s_{1/2}$——2^2p	1216	1.2×10^{-8}	1.3×10^{7}	6×10^{-6}
Na	$3^2s_{1/2}$——3^2p	5896.59	1.6×10^{-8}	10^{7}	1.2×10^{-4}
Ka	$4^2s_{1/2}$——4^2p	7699.76	2.7×10^{-8}	5.9×10^{6}	8×10^{-5}
Cd	5^1s_0——5^3P_1	3261	2.5×10^{-6}	6.4×10^{4}	2.3×10^{-7}
Hg	6^1s_0——6^3P_1	2537	1×10^{-7}	1.6×10^{6}	3.5×10^{-6}

表 3.3.6 塞曼效应引起的谱线分裂的偏振态

观察方向	$\Delta M=0$, π 分支	$\Delta M=\pm1$, σ 分支
垂直于磁场方向(横向塞曼效应)	平面偏振, $\parallel \boldsymbol{B}$	平面偏振, $\perp \boldsymbol{B}$
平行于磁场方向(纵向塞曼效应)	无发射	圆偏振

(3.3.31)式可知, $g_1=g_2=1$; 因为所有 ΔM 相等的分支线都重合,故谱线分裂为 3 支, 此称为正常塞曼效应。π 支线不产生波长位移,而 σ 与 π 支线的波长差为

$$\Delta\lambda_Z=\pm4.668\times10^{-9}\lambda^2B \quad (\text{Å})。 \tag{3.3.32'}$$

若 $\lambda=5000$ Å, $B=1$ T 时, $\Delta\lambda=0.117$ Å; 可见除非磁场很强,否则塞曼效应是微弱的。

本节所讨论的多普勒效应比在§ 3.3.1 中讨论的情况更为简单, 因为此时的原子辐射不象回旋辐射那样相对于磁场具有方向性。我们知道,多普勒频移 Δf 为

$$\frac{\Delta f}{f}=\frac{v\cos\theta}{c}=-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \tag{3.3.33}$$

其中 $v\cos\theta$ 为原子速度 $\boldsymbol{v}$ 在观察方向上的平行分量。因此多普勒效应取决于离子温度 T_i。根据速度的麦克斯韦分布,可以求出线光谱由于多普勒效应展宽而产生的归一化频谱:

$$I^D(\Delta\lambda)=\left(\frac{Mc^2}{2\pi kT_i\lambda^2}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{Mc^2}{2kT_i\lambda^2}(\Delta\lambda)^2\right]。 \tag{3.3.34}$$

它是一个高斯分布,其半高全宽度为

$$\Delta\lambda^D_{\frac{1}{2}}=\lambda\sqrt{\frac{8kT_i\ln2}{Mc^2}}=7.68\times10^{-5}\lambda\sqrt{\frac{kT_i}{A}} \quad (\text{Å}), \tag{3.3.35}$$

式中 M 为发射线谱的粒子的质量, A 为粒子质量数; kT_i 和 Mc^2 以 eV 为单位, λ 以 Å 为单位。

在高温等离子体中,谱线的碰撞展宽效应主要是带电粒子间的碰撞引起的,它实际上是属于斯塔克效应,即电场对谱线的影响。这种斯塔克展宽的理论,开始是从两种不同的观点出发进行讨论的;从而形成了两种近似理论,即碰撞理论和准静态理论(亦称统计理论)。碰撞理论是假设辐射体在碰撞之间的大多数时间内是完全不受任何扰动的, 只是在碰撞的瞬时与一个碰撞粒子发生相互作用。这样, 由于碰撞使辐射体所发出的未受扰动的电磁波列在碰撞的瞬间完全中断,从而在一系列的碰撞中,形成了一系列独立的短波列。将这些短波列进行傅里叶分析,并对碰撞之间的所有可能的时间取统计平均,就可以得到谱线的强度分布。它就是§ 3.3.1 中已提到的色散型分布,即

$$I(\Delta\lambda)\propto\left[1+\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)^2\right]^{-1}。$$

而准静态理论则认为辐射体在发出辐射期间都在不断地受到许多其它的带电粒子的干扰,而且假设这些干扰粒子的运动是很缓慢的, 从而可以认为它们所产生的干扰电场是准静态的。然后在此假设的基础上,计算由斯塔克效应(即干扰电场效应)所引起的谱线分裂,并求出等离子体中所有的各种干扰电场的几率分布,最后将斯塔克频移对该分布求平均,就可得到该近似下的谱线强度分布。由上述可知, 这两种近似理论是两种极端情况下的近似, 碰撞理论适于快运动的电子的效应, 而准静态理论只适于慢运动的重离子效应。后来在这两种近似理论的基础上又提出了更普遍的量子力学理论, 它同时考虑离子和电子的碰撞展宽效应。也就是说,首先用准静态理论近似处理慢运动离子的效应,计算静电场所引起的能级

位移和谱线分裂，然后用普遍的量子力学碰撞近似计算电子的展宽效应，并将它与离子电场的谱线分裂效应相迭加。最后将电子-离子总效应对各种离子电场的场强分布取平均，即得总的谱线轮廓。该理论的详细计算是很复杂的，它已超出了本书的范围，在这里不能做详细介绍，对此有兴趣的读者可参阅文献[49]。作为例子，我们在这里介绍用该理论计算所得到的最常用的 H_β 线的展宽轮廓，图 3.3.6 为对称的归一化轮廓 $S(\alpha)$的一半，它是作为约化波长距离 α 的函数画出的。α 定义为

$$\left.\begin{aligned}&\alpha=\frac{\Delta\lambda}{F};\\&F=1.25\times10^{-13}N_e^{2/3}\quad(\text{Å}),\end{aligned}\right\}\tag{3.3.36}$$

$\Delta\lambda$ 为距谱线中心的距离(以 Å 为单位)。但在等离子体诊断中，最关心的是谱线轮廓的半高全宽度 $\Delta\lambda_{1/2}$ 与电子密度 N_e 的关系，而不是完整的轮廓随电子密度的变化。则由(3.3.36)式可以得到

$$\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}=2.50\times10^{-13}\alpha_{1/2}N_e^{2/3}\quad(\text{Å}),\tag{3.3.37}$$

式中 $\alpha_{1/2}$ 是归一化轮廓 $S(\alpha)$的半高半宽度，它与 N_e、T_e 的关系很小。对于 H_β 线，由图 3.3.6 可求得 $\alpha_{1/2}\simeq0.08$ (在后面表 3.4.2 中还列出了氢巴耳末系几条谱线的 $\alpha_{1/2}$ 的数值)，则

$$\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}=2\times10^{-14}N_e^{2/3}\quad(\text{Å}),\tag{3.3.37'}$$

在对数坐标中，$\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}$ 与 N_e 的关系基本上是线性的(如图 3.3.7 所示)。

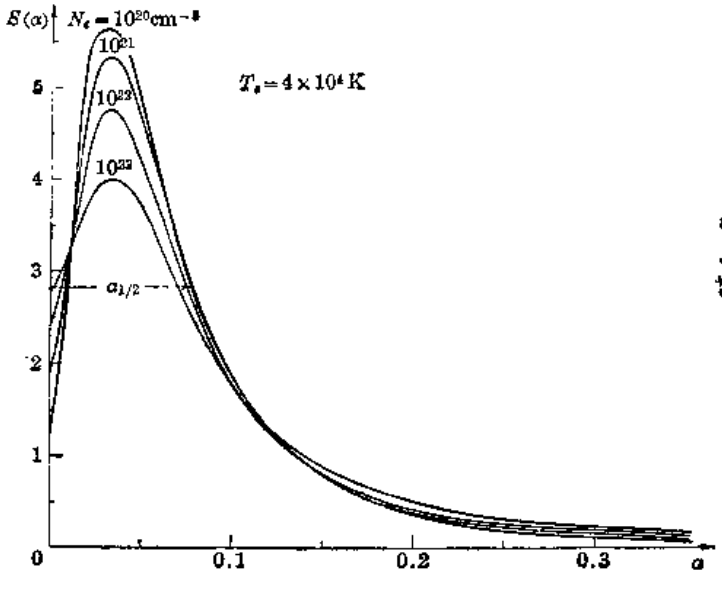


图 3.3.6 H_β 线的斯塔克展宽谱

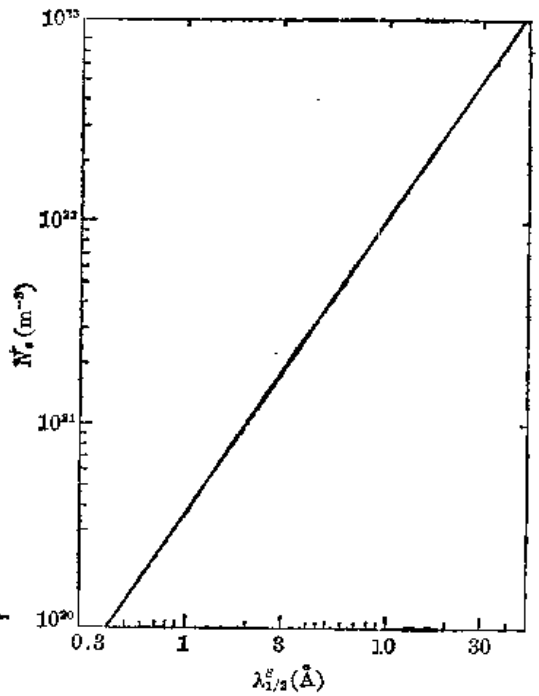


图 3.3.7 H_β 线的斯塔克展宽与电子密度的关系

由前述可以看到，多普勒展宽主要决定于离子温度，而斯塔克展宽主要决定于电子密度。在低温高密度等离子体中，斯塔克效应起主要作用，在天文学上对这种效应是极其感兴趣的。在高温低密度等离子体中，多普勒效应起主要作用。例如把托卡马克等离子体的典

型数据 $N_e=10^{20}\,\mathrm{m}^{-3}$ 和 $T_i=1000\,\mathrm{eV}$ 代入(3.3.35)和(3.3.37′)式，就得到 H_β 线($\lambda=4861\,\text{Å}$)的多普勒和斯塔克展宽分别为

$$\Delta\lambda^D_{\frac{1}{2}}=11\,\text{Å},\quad \Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}=0.42\,\text{Å}。$$

可见，在这种情况下，与多普勒展宽相比，斯塔克展宽是可以忽略的。

§3.4 通过光谱测量进行诊断的方法

如前所述，通过光谱的测量和分析可以推断出等离子体的一些重要参数，如温度、密度、元素成分及其电离状态等。不过要注意到高温等离子体的发光机制是多种多样的，而且在实验室中，等离子体又通常并不处于完全平衡状态，故各组分粒子一般处于不同状态，它们的密度、温度等各不相同，而且都还会随空间、时间而变化。特别在出现不稳定状态时，情况就更为复杂，甚至这些宏观参数会完全失去它的意义。所以从光谱测量中推断等离子体参数时，需要慎重分析考虑。本节将指出一些可能的诊断途径。

§3.4.1 由光谱绝对强度估计密度与温度

我们知道，在一般高温测量中，光测法是主要的一种方法。如果辐射体为绝对黑体，那么根据它的波谱的峰值位置、某一波长范围内的亮度或者积分亮度等就可以确定它的绝对温度。对于非完全黑体，情形就复杂些，由上述数值只能分别定出它的所谓色温、亮度温度或辐射温度。要得到它的真正温度，还需要知道它的某些辐射特性，例如它的吸收系数等。高温等离子体与黑体差距更大，用一般光测高温方法就难以得到确切的温度数值。

由以前叙述可以看到，在红外区，等离子体辐射主要是由韧致辐射决定的，这时其辐射谱最简单：

$$\eta_f=\frac{U_f}{4\pi}=5.07\times10^{-54}N_iN_eZ^2(kT_e)^{-1/2}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot Hz^{-1}\cdot sr^{-1}})。$$

根据克希霍夫定律，在这种情况下等离子体的吸收系数为

$$\alpha_f=\frac{\eta_f}{B_f}=5.07\times10^{-54}\frac{c^2}{2h}N_iN_eZ^2(kT_e)^{-1/2}f^{-3}\bar{g}\left[1-\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)\right]\quad(\mathrm{m^{-1}}),$$

若等离子体是均匀的，则等离子体对韧致辐射的光性厚度为

$$\tau_{D,f}=5.07\times10^{-54}\frac{c^2}{2h}N_iN_eZ^2(kT_e)^{-1/2}f^{-3}\bar{g}\left[1-\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)\right]D。\qquad(3.4.1)$$

由此可知，随着辐射频率的降低，吸收系数和光性厚度将随之增大。因而随着等离子体光性厚度的增大，在远红外区的某一频段，等离子体韧致辐射强度有可能接近或达到同一电子温度下的黑体辐射强度。这时，只要测量强吸收波段中任一频率的绝对强度，就可以由普朗克黑体辐射公式直接求出它的电子温度 T_e。这个强吸收波区的频率必须大于等离子体频率 f_P，因为当频率达到或低于 f_P 时，等离子体对辐射的反射将显著加强，从而使辐射显著降低而达不到黑体辐射水平。因而应用该方法测定电子温度的限制条件是：

$$\tau_{D,f_P}\gg1,\quad \text{一般取 } \tau_{D,f_P}>4。$$

将此条件代入(3.4.1)式，就可得

$$\frac{N_iZ^2D}{T_e^{3/2}}>6\times10^{13}\quad(\mathrm{m^{-2}\cdot K^{-3/2}})。\qquad(3.4.2)$$

对于氢等离子体，$Z=1$，$N_i=N_e$，则上条件就变为

$$N_eDT_e^{-3/2}>6\times10^{13}\quad(\mathrm{m^{-2}\cdot K^{-3/2}})。\qquad(3.4.2')$$

这样，只要氢等离子体的参数满足(3.4.2′)的不等式条件，就可以利用光性厚的红外韧致辐射绝对强度的测量来测定电子温度。例如当等离子体厚度为1 m时，则当等离子体电子密度和温度范围在图3.4.1中直线的左上部时，就可以用该方法测定电子温度。用这种方法测定电子温度，只需要测定辐射波长和绝对强度，而与原子过程的速率系数无关，因而比较简单。但它所测得的电子温度只是等离子体表面一个吸收长度处的温度，因而当等离子体是稠密而不均匀时，用这种方法不能测定等离子体中心的温度。对于一些光性厚度尚未达到能完全吸收辐射的等离子体，也可以考虑用红外激光测出它的吸收系数，再根据克希霍夫定律，由测出的绝对辐射强度得到相应的黑体辐射强度，从而推算出电子温度来。对于光性薄的等离子体，辐射强度与沿观测方向的等离子体厚度 D 成正比，即

$$I_{D,f}=5.07\times10^{-54}N_iN_eZ^2(kT_e)^{-1/2}\bar{g}\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)D \quad (\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot Hz^{-1}\cdot sr^{-1}})。 \quad (3.4.3)$$

这样，只要测量了红外区某一频率下的等离子体辐射强度，加上 D 和 kT_e 是已知的（或用其它方法已测定了），则由(3.4.3)式就可以求出 $Z^2N_eN_i$，而且对氢等离子体，由此就可求出 $Z_{eff}N_e^2$。反之，若 D、Z_{eff}、N_e 已知或已测出，则由此就可以求出 T_e。此外，若测量辐射强度发生显著下降的频率，则由

$$f_P=\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{N_ee^2}{\epsilon_0m_e}} \quad (\mathrm{Hz})$$

也可以直接估计 N_e。

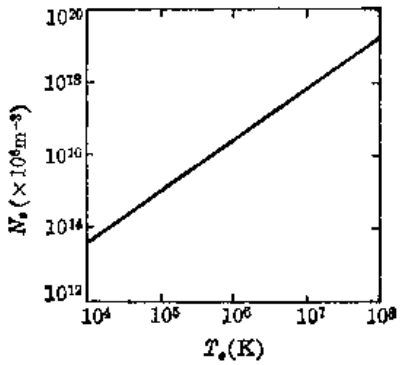


图 3.4.1 韧致辐射谱有一部分接近黑体辐射的等离子体参数范围

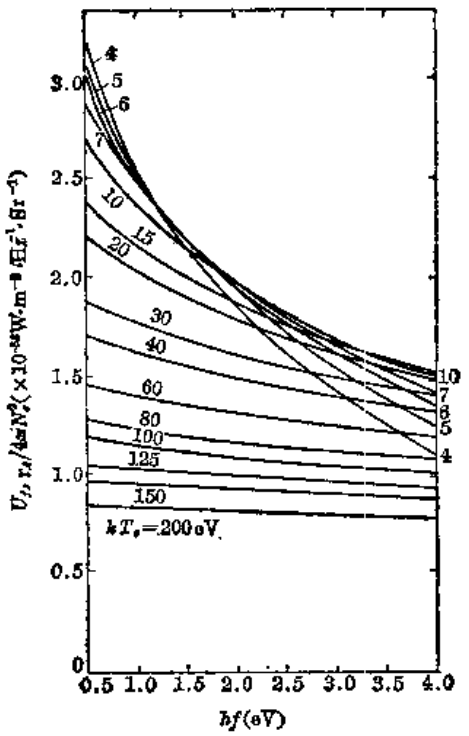


图 3.4.2 氢等离子体的韧致辐射谱(令 $Z_{eff}=1$)

在可见光到近紫外光区，测量技术比较成熟，但是光谱也比较复杂。如果通过适当地选择所观测的频区，使它不含有线辐射，并且在该频区内的复合辐射是可忽略的，则其辐射强度仍可用(3.4.3)式表示。图3.4.2为不同温度的氢等离子体在这部分波区的辐射频谱。由图可以看出在 hf 与 kT_e 相接近时，指数项起重要作用，使辐射强度随光子能量变化比较显著，这时虽仍可通过绝对强度测量来测定电子密度，但更适宜于通过相对强度测量来测定电子温度，这在下一节再进一步讨论。对于高温等离子体，$kT_e\gg hf$，指数项接近1，辐射强度随光子能量和温度的变化趋于缓慢，这时通过测量连续谱的绝对强度来测定电子密度是个较好的方法。图3.4.3为纯氢等离子体在 $\lambda=4000$ Å 处韧致辐射谱的绝对强度与 N_iN_e

之比值随温度变化的曲线。由图可以看到当 T_e 在 1.5×10^4 K 到 1.5×10^5 K 范围内变化时，光强的变化不大于10%，这样即使电子温度测量不精确，由绝对强度测得的电子密度误差也不会很大。

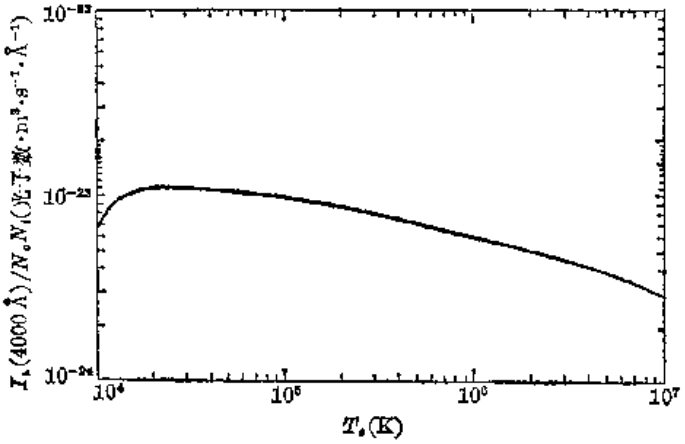


图 3.4.3 氢等离子体在 λ=4000 Å 处韧致辐射光强与电子温度 T_e 的关系

对于光性薄的等离子体，从线光谱的绝对强度来测量等离子体的温度与密度也是有用的方法。从§3.1.2的介绍中可知，这需要知道原子的一些常数。对于复杂原子，文献中给出的一些数据还不能认为是很准确的。对简单的氢、氘等原子，数据比较准确，可惜在高温等离子体中，它们差不多完全电离而不发射线光谱，故这种方法的应用受到了一定限制。

对于等离子体的线辐射，一般可以只考虑自发跃迁。若等离子体为均匀的，它的任一条谱线的表面亮度为

$$B_{nm}=\frac{1}{4\pi}hf\,N_n\,A_{nm}\,D\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot sr^{-1}}),\tag{3.4.4}$$

N_n 为在 n 激发态的该原子密度，A_{nm} 为由 n 态到 m 态的自发跃迁几率，D 为观测方向上的等离子体厚度，hf 为光子能量。对于局部热平衡等离子体，可由玻耳兹曼分布(3.1.5)式求 N_n。于是得到它们的谱线亮度为

$$B_{nm}=\frac{e^2h}{2\epsilon_0 m_e\lambda^3}f_{mn}\frac{g_m}{g_1}N_1D\exp\left(-\frac{\chi_{1n}}{kT}\right)\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot sr^{-1}}),\tag{3.4.5}$$

式中 f_{mn} 为吸收振子强度，类氢原子的数值在表 3.1.2 中可以查到；g_m 为 m 能级的统计权重，对于类氢原子它等于 $2m^2$，m 为能级的主量子数；g_1 为基态的统计权重，它等于2；N_1 为基态原子密度；χ_{1n} 为由基态跃迁到 n 态的激发能；kT 为等离子体温度。对于 H_α、H_β、H_γ 线的常数值列于表 3.4.1 中。

表 3.4.1 H_α、H_β、H_γ 线的数据

谱线	n	m	λ(Å)	χ_{1n}(eV)	f_{mn}
H_α	3	2	6563	12.083	0.641
H_β	4	2	4861	12.745	0.119
H_γ	5	2	4340	13.045	0.0447

这样，只要测出了一条谱线的绝对强度 B_{nm}，再利用已知的或用其它方法测得的 D 和 N_1 的数值，由(3.4.5)式就可以求出等离子体温度 kT。不过严格说来，由此得到的温度是相应于 n 能级上的分布温度，称为激发温度。反之，若 D 和 kT 是已知的，由谱线绝对强度测量也可求出基态原子的密度。对于非局部热平衡等离子体，当稳态日冕模型适用时，则(3.4.5)式应改为

$$B_{nm}=\frac{1}{4\pi}N_eN_1\chi_{1n}\frac{A_{nm}}{\sum\limits_{i<n}A_{ni}}hf\,D\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot sr^{-1}})。\tag{3.4.5'}$$

在进行韧致辐射谱强度绝对测量时，还要注意到多离子成分的韧致辐射光强是与

$$\sum_i Z_i N_i N_e \equiv Z_{eff} N_e^2$$

成正比的。在氢或氘等离子体中总不免会含有杂质，使 $Z_{eff}>1$。如果复合辐射可以不考虑，而且 N_e 和 T_e 已知，那就有可能通过韧致辐射强度的绝对测量来求出有效电荷数 Z_{eff}。

等离子体辐射是其能量损失的重要因素之一，辐射的绝对强度的测量对于等离子体能量平衡的计算也是很必要的。

§3.4.2 由光谱相对强度测量电子温度

为了获得粒子密度的数值，测量光谱的绝对强度是必要的；但是就测定电子温度而言，测量光谱的相对强度就可以了，而且辐射强度的相对测量在技术上要容易得多，因而它广泛地用于测定等离子体电子温度。

由前述可知，等离子体连续辐射总强度是韧致辐射强度和复合辐射强度之和，而且由(3.2.31)和(3.2.43)式可以看到，在某一电子温度下，在原子相邻能级间隔内，韧致辐射强度和复合辐射强度的频谱密度都与 $\exp\left(-\frac{hf}{kT_e}\right)$ 成正比，则两个不同频率的连续辐射强度比为

$$\frac{I_{f_1,Te}}{I_{f_2,Te}}=\exp[-(hf_1-hf_2)/kT_e]=\gamma。 \tag{3.4.6}$$

因此测得不同频率(f_1 和 f_2)的连续辐射强度比 γ，由上式就可求出电子温度 kT_e。此外，由上式可以看到，当 $\frac{|hf_1-hf_2|}{kT_e}<1$ 时，强度比 γ 随 kT_e 的变化就不太灵敏了，因此，这种方法可以测量的电子温度范围为 $kT_e \lesssim |hf_1-hf_2|$。图 3.4.4 中曲线 ① 为氢等离子体波长为 3500 Å 与 2500 Å 的连续辐射强度比随温度的变化曲线。可见，在可见光和近紫外区要用此法测量高温等离子体是困难的，因为在这个频区内光子能量差过小，它只能用来测量小于 10eV 的电子温度。图中曲线 ② 为氢等离子体 $\frac{I(3500\text{Å})}{I(4500\text{Å})}$ 随 T_e 的变化曲线，这两个波长分别位于氢巴耳末系极限吸收边的两侧，因而其强度比较大；但它们的光子能量差仍较小，故可测的温度范围仍较小。曲线 ③ 为真空紫外区的两个波长(900 Å 和 930 Å)的连续辐射

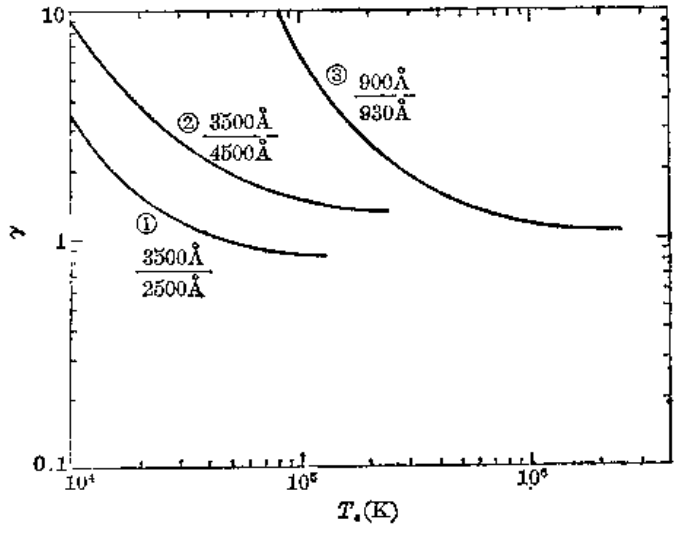


图 3.4.4 氢等离子体连续辐射强度比随温度的变化

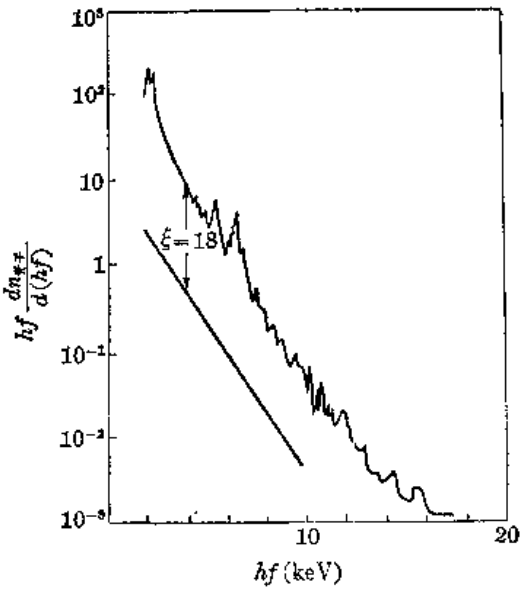


图 3.4.5 软X射线连续谱及增强因子

强度比随 T_e 的变化曲线，其间夹有氢赖曼系的极限吸收边，由于它们的光子能量差较大，因而可测的温度可扩大到小于 10^2eV 的范围。但在真空紫外区测量的精度是很低的，因而 T_e 的测量误差较大。由此可以看到，对于 $kT_e>100$eV 的高温等离子体，要用这种方法测定电子温度，就必须利用软 X 射线波段的连续辐射。这时如果用 X 射线谱仪测量，就可以得到更直接的结果[76~78]。对于氢等离子体，在这个波段的连续辐射谱基本上是韧致辐射谱，其强度仍可用(3.4.3)式表示。如果将所测得的 X 射线谱表示在半对数坐标 $(\ln I_{D,f}-hf)$ 上，则所得的谱近似为一直线，根据该直线的斜率即可求得 kT_e。这里光强的单位可以是任意的，如果我们测得光强的绝对值，就可以求出有效电荷 Z_{eff}。图 3.4.5 是在美国 ST 托卡马克上测得的一组数据，在图下面的直线是根据用其它方法所测得的密度和温度数据，按纯氢等离子体($Z_{eff}=1$)计算得出的韧致辐射谱。两线的斜率基本上是一致的，由此可求得测量与计算的光强比，此比值(图中 ζ)也称为增强因子，它实际上就近似等于 Z_{eff}。

利用线光谱的强度比测定等离子体的电子温度，也是一种重要的诊断方法。对光性薄等离子体，线光谱的强度可用(3.4.4)式表示，式中自发辐射跃迁几率是与温度无关的常数，而激发态原子密度的分布则是与温度有关的。对于局部热平衡等离子体，其电离态及激发态原子密度的分布，应当满足萨哈分布和玻耳兹曼分布。式(3.4.5)给出了这种情况下的谱线亮度。如果两条谱线属于同一电离态的原子，那么它们的亮度比和温度的关系为

$$\frac{B_{nm}}{B_{qp}}=\frac{f_{mn}g_m\lambda_{qp}^3}{f_{pq}g_p\lambda_{nm}^3}\exp\left[-\frac{\chi_{nq}}{kT_e}\right], \tag{3.4.7}$$

式中 $\chi_{nq}=\chi_{1n}-\chi_{1q}$。这和连续谱的情况相类似，测出了两条谱线的强度比之后，由上式就可求出电子温度 kT_e。然而，因为同一电离态原子的两个上能级的能量是比较接近的，它们的能量差 $|\chi_{nq}|$ 是比较小的(约为 eV 量级)，因而它只能用于测量几个 eV 范围内的电子温度。如果利用原子序数较高的元素的不同电离态的两条谱线，那末就会有较大的光子能量差(因为要加上电离能量)，因而可用来测量较高的电子温度。考虑到不同电离状态原子的分布，对于电离程度相差 1 的两条谱线的亮度比可以表示为

$$\begin{aligned}\frac{B_{nm}^{Z+1}}{B_{qp}^{Z}}&=\frac{f_{mn}^{Z+1}g_m^{Z+1}\lambda_{qp}^3}{f_{pq}^{Z}g_p^{Z}\lambda_{nm}^3}\frac{2(2nm_ekT_e)^{3/2}}{h^3}\frac{1}{N_e}\exp\left[-\frac{\chi_{1n}^{Z+1}-\chi_{1q}^{Z}+\chi_{1\infty}^{Z}-\Delta E}{kT_e}\right]\\&=6\times10^{27}\frac{f_{mn}^{Z+1}g_m^{Z+1}\lambda_{qp}^3}{f_{pq}^{Z}g_p^{Z}\lambda_{nm}^3}N_e^{-1}(kT_e)^{3/2}\exp\left[-\frac{\chi_{1n}^{Z+1}-\chi_{1q}^{Z}+\chi_{1\infty}^{Z}-\Delta E}{kT_e}\right]。\end{aligned} \tag{3.4.8}$$

式中上标 Z、$Z+1$ 表示电离态，$\chi_{1\infty}^{Z}$ 为 Z 电离态进一步电离的电离能，ΔE 是由于碰撞效应引起的电离位能的降低，它是一个很小的修正值。电离能 $\chi_{1\infty}^{Z}$ 约为 10eV 的量级，由于加上了电离能，使光子能量差增加了，从而使电子温度的测量范围可扩大到 10eV 的量级。

局部热平衡条件只有在低温、高密度等离子体中才能达到，对于高温、低密度等离子体可以用日冕模型来描述各种电离态及激发态原子密度的分布。这时属于同一电离态的原子的两条谱线的亮度比可表示为

$$\frac{B_{nm}}{B_{qp}}=\frac{A_{nm}X_{1n}\tau_n\lambda_{qp}}{A_{qp}X_{1q}\tau_q\lambda_{nm}}; \tag{3.4.9}$$

而属于电离程度相差 1 的离子的两条谱线的亮度比为

$$\frac{B_{nm}^{Z+1}}{B_{qp}^{Z}}=\frac{S^Z A_{nm}^{Z+1}X_{1n}^{Z+1}\tau_n^{Z+1}\lambda_{qp}}{\alpha^{Z+1}A_{qp}^{Z}X_{1q}^{Z}\tau_q^{Z}\lambda_{nm}}, \tag{3.4.10}$$

上式中 S、α 分别为碰撞电离系数和复合系数，X 为碰撞激发系数，它们都是电子温度的函数；A 为自发辐射跃迁系数；τ 为激发态原子寿命。因此，和局部热平衡等离子体的情况一

样，只要测量了两条谱线的强度比，就可由(3.4.9)或(3.4.10)式求得电子温度。在这种情况下，利用同一电离态原子的两条谱线进行测量会比较简单些，因为这时只有碰撞激发系数与温度有关，而且只要不同激发态的碰撞激发系数随温度变化的规律是不同的，强度比随温度的变化是灵敏的。图 3.4.6 是一组类 Li 原子(即核外只有三个电子的离子)的 $2s$–$2p$ 和 $2s$–$3p$ 谱线的强度比随温度变化的曲线。类 Li 原子的 $2s$–$2p$ 和 $2s$–$3p$ 谱线是很常用的谱线对，因为它们没有亚稳态，没有级联激发的影响，而且它们的碰撞激发系数和自发跃迁系数都可以准确地计算。从图可以看到，若利用 CIV、NV、OVI 的谱线对，可测的温度范围为 10～200 eV；若用更重的类 Li 原子(如 Ne$VIII$、SiXII、ArXVI 等)，则可测的温度范围可达到 1 keV。

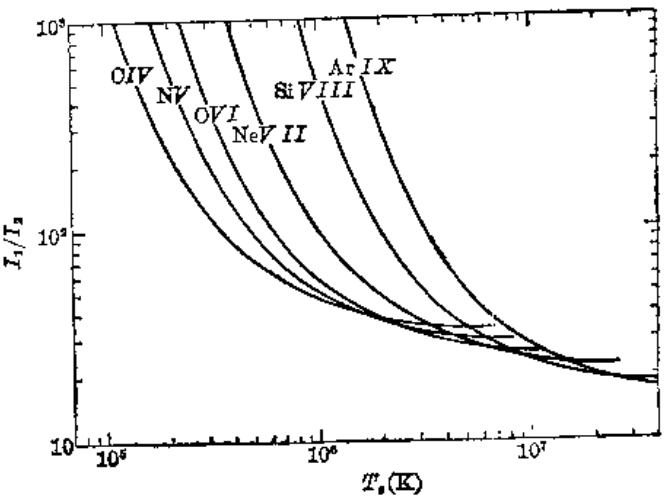


图 3.4.6 一些类 Li 原子的 $2S$–$2P$ 和 $2S$–$3P$ 谱线强度比与电子温度的关系

谱线的总强度和线谱附近波带内连续辐射总强度之比随电子温度变化也是很灵敏的，测量它们的比值也是一种有用的测量温度的方法。图 3.4.7 是氢的巴耳末系的几条谱线强度与其左右 50 Å 范围内的连续谱的总光强之比与温度的关系曲线。图 3.4.8 是HeII 离子的类似曲线。这种方法只能用于测量纯等离子体的电子温度，而且可测的电子温度较低。

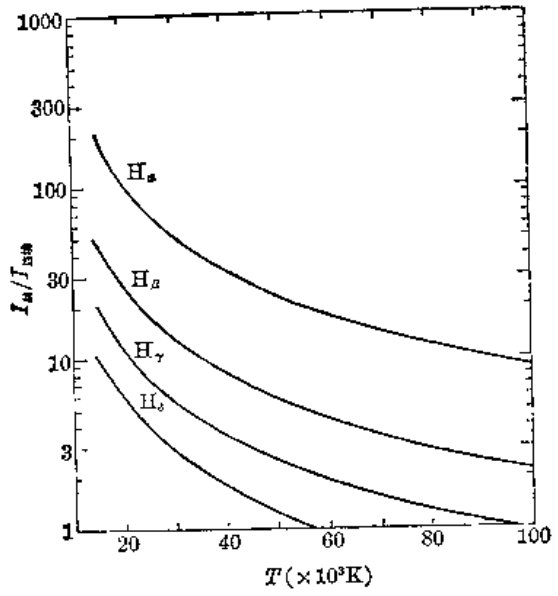


图 3.4.7 氢原子线辐射与其连续本底的比值与温度的关系

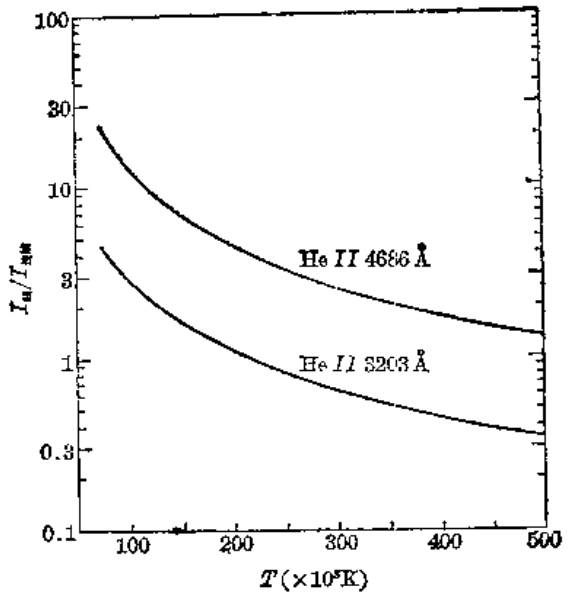


图 3.4.8 HeII 原子线辐射与其连续本底之比值与温度的关系

§3.4.3 由线谱轮廓测量离子温度和电子密度

我们知道，多普勒效应是直接与辐射体(即原子或离子)的运动有关的，因此可以用来测量粒子的运动情况。而且，如果辐射体的运动速度符合麦克斯韦分布，那么线光谱轮廓将成

为高斯型(见(3.3.34)式)。如果能测出线谱轮廓的半高全宽度 $\Delta\lambda^D_{\frac{1}{2}}$，就可以由下式直接求得离子(或原子)温度:

$$kT_i=1.7\times10^8A\left(\frac{\Delta\lambda^D_{\frac{1}{2}}}{\lambda}\right)^2 \quad (\mathrm{eV}), \tag{3.4.11}$$

式中 A 为所测原子(或离子)的原子量。因而我们可以利用多普勒效应直接来测量原子或离子的温度。由于线光谱的轮廓测量只需测量同一波长附近光强的相对值，仪器的校正是很简单的;而且在高温等离子体中，多普勒效应有可能成为谱线展宽的主要因素，因此它是测定离子温度的一种重要的可能途径。但是，在实验上要实现测量却具有一定的困难。这是因为轮廓的测量要求光谱仪的分辨率很高，一般这只有在可见光和近紫外光区域才能达到;用现有的光谱仪，在波长小于 1100 Å 时，要有合适的分辨率就比较困难;而当波长小于 600 Å 时，要达到所需要的分辨率就更困难了。而在高温等离子体，随着等离子体中心的电子温度的升高，离子线辐射就向远真空紫外光和软 X 光区移动。例如工作气体氢的 H_α、H_β 线等，都在可见光区，是容易测量的;但是在高温时，氢原子在等离子体中心区几乎是完全电离的，因此它的光强是很微弱的;相反地，在等离子体外围较冷部分或等离子体中残余的冷原子却会发出十分强的光。这样就要从强而窄的光谱背景中检测出弱而宽的光谱轮廓，这就很困难了。一个容易想到的办法，就是测量线谱轮廓的翼部，来避开强而窄的背景光。根据 (3.3.34) 式，对于某一离子谱线，测量其多普勒展宽轮廓的翼部，所作出的 $\ln I^D(\Delta\lambda)-(\Delta\lambda)^2$ 曲线，理应近于一条直线，其斜率等于 $\left(-\frac{Mc^2}{2\lambda^2kT_i}\right)$，由此即可求出离子温度 kT_i。不过这种测量要得到好的信噪比是十分困难的，而且当电子温度较高(高于其电离能)时，由此得到的离子温度也只能代表较外层的离子温度。另一种办法是利用杂质离子的谱线，由于它们的内层电子的电离能较高，可以用到较高的电子温度范围，但由于受光谱仪分辨率的限制，只能测量近真空紫外区的谱线，故也局限于测量含量较高的氧、碳等杂质。当 $kT_e\gtrsim0.7$ keV 时，这些杂质便完全剥离了，也变得不可观测了。在这种情况下，一种解决办法就是利用高电离态的重杂质原子(例如铁等)的禁止跃迁谱线，由于这种线辐射波长较长(在近真空紫外区)，仍可用普通的光谱仪器获得较高的分辨率(参见 § 3.4.4)。此外，在软 X 射线区，随着高度空间分辨的 X 射线探测器的出现和发展，它与高分辨的晶体谱仪相结合，使能量分辨率能达到 5×10^3 以上，这就可以进一步利用高电离态重杂质原子的特征 X 射线谱的多普勒展宽，来测定高温($kT_e=1.2\sim10$ keV)等离子体的离子温度。

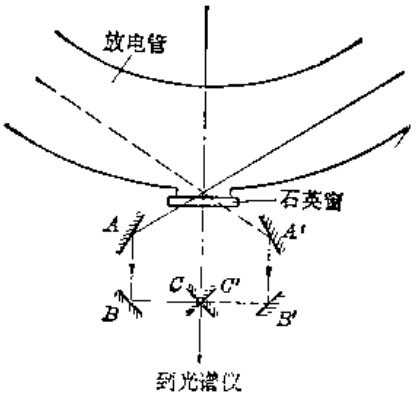


图 3.4.9 定向运动的多普勒频移的测量

在等离子体中除了无规的热运动外，也会有一些集体的定向运动，例如在收缩装置中离子被磁场压缩而产生的运动，它们也可以由多普勒效应来检测。当然它们不是表现在谱线的展宽上，而是表现为波长的移动。从不同方向进行测量，就可以判断这种定向运动。图 3.4.9 表示一个环向定向运动检测的例子，A、B、C 和 A'、B'、C' 都是反射镜，如果在放电室中离子有定向运动，来自 A、B、C 和 A'、B'、C' 的光的光谱之间就会有波长移动。根据多普勒频移公式，就可以由波长移动 $\Delta\lambda$ 求出速度 v 来。

等离子体中另一种重要的展宽效应——斯塔克效应所产生的谱线展宽与电子密度有关，而与温度关系极小，因此适宜于用来测定电子密度。由(3.3.37)式我们知道实验上测得的半高全宽度 $\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}$ 与电子密度有如下关系：

$$\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}=2.50\times10^{-13}\alpha_{1/2}N_e^{2/3}\quad(\text{Å}),\tag{3.4.12}$$

式中 $\alpha_{1/2}$ 是归一化轮廓 $S(\alpha)$ 的半高半宽度。原子序数为 1～20 的元素的原子或单电荷离子的斯塔克展宽参数，在文献[29]中可得到。表 3.4.2 列出了氢巴耳末系的几条谱线的 $\alpha_{1/2}$ 值(它已忽略了温度变化所产生的微小差别)。因此利用实验上测得的 $\Delta\lambda^S_{\frac{1}{2}}$ 值求电子密度，是测定低温、高密度等离子体的电子密度的有效方法之一。对于氢等离子体，测量中最常用的谱线是 H_β 线，因为它既是一条强线，又是线谱中心下凹的，自吸收效应较小；其次是 H_γ 线；至于更强的 H_α 线，自吸收效应很强，在氢等离子体测量中一般较少用。在非氢等离子体中，可以掺入少量氢作示踪原子，这时可利用 H_α 线进行测量。对于温度较高的氢等离子体(氢完全电离)，就必须掺入少量原子序数较高的原子作示踪原子，利用其离子谱线进行斯塔克展宽轮廓测量。利用斯塔克效应进行诊断的一个优点是，由于它是仅与等离子体密度有关的效应，与温度的关系极微，即与等离子体是否达到热动平衡无关，因而无论对瞬变等离子体还是准稳等离子体，都可应用斯塔克效应进行诊断。不过它只能应用于低温、高密度等离子体，否则多普勒效应就不可忽略了。

表 3.4.2 氢巴耳末系的几条谱线的 $\alpha_{\frac{1}{2}}$ 值

谱线	波长 (Å)	$\alpha_{\frac{1}{2}}$
H_α	6562.846	0.015
H_β	4861.322	0.087
H_γ	4340.458	0.10
H_δ	4101.731	0.18

利用斯塔克效应测定电子密度的另一个办法是测量氢和氦等光谱系列的极限波长的移动[84,85]。因为在一般情况下，当上能级主量子数趋于无限大时，原子进入电离状态，光谱就由线光谱开始变为连续光谱，此时就达到谱线系的极限波长。但由于斯塔克效应使谱线展宽，因而当主量子数尚未达到无限大时，相邻谱线就已重迭，从而使谱线系在比极限波长长的波长上向连续光谱过渡。所以测定光谱系列中最后一条线光谱的波长或其相应的上能级的主量子数 n，就可以推算出谱线展宽的大致数值，从而测定出等离子体的电子密度。表 3.4.3 给出氢的巴耳末系光的极限谱线的波长和相应的上能级主量子数与电子密度的关系的数据。当等离子体温度较高时，可以采用氦等的谱线系。和斯塔克展宽轮廓测量一样，该方法只适用于低温、高密度等离子体。

§3.4.4 利用禁戒跃迁辐射作为诊断手段[107,108]

我们知道，绝大多数已观测到的线辐射，都是属于电偶极辐射，而前述的产生线辐射的能级跃迁的选择定则，也是指电偶极辐射而言的。实际上，违背选择定则的跃迁也不是完全不可能出现的，只是它们是属于磁偶极辐射、电四极辐射等的高级辐射，它们的跃迁几率比电偶极辐射几率要小很多，在一般情况下不易观测到，故称它们为禁戒跃迁。但在某些特殊情况下，尤其是稀薄等离子体中的高电离杂质的某些禁戒跃迁，可能会相当明显，甚至其强度会超过某些允许跃迁。在低密度的天体等离子体中普遍都已观察到了禁戒跃迁谱线，并

表 3.4.3 极限主量子数和电子密度关系

电子密度 (m^{-3})	极限主量子数 n	波长 (Å)	电子密度 (m^{-3})	极限主量子数 n	波长 (Å)
		4340.47	2.5×10^{20}	14	3721.95
5×10^{23}	5	4101.74	1.5×10^{20}	15	3711.98
2.3×10^{23}	6	3970.07	9.3×10^{19}	16	3703.86
4.6×10^{22}	7	3889.06	5.9×10^{19}	17	3697.15
1.7×10^{22}	8	3835.40	3.9×10^{19}	18	3691.55
6.9×10^{21}	9	3835.40	2.5×10^{19}	19	3686.83
3.2×10^{21}	10	3797.91	1.7×10^{19}	20	3682.82
1.6×10^{21}	11	3770.06	1.2×10^{19}	21	3679.35
8.1×10^{20}	12	3750.15	0.9×10^{19}	22	3676.34
4.4×10^{20}	13	3734.37			

在太阳耀斑光谱中已发现了 Fe*XVIII*(974.8 Å)、Fe*XIX*(1118.1 Å)、Fe*XXI*(1354.1 Å)的禁戒谱线。现在我们以类氟原子(例如 Cr*XVI*、Fe*XVIII*、Ni*XX* 等)为例,利用稳态日冕模型分析在低密度等离子体中观察到它们的禁戒谱线的可能性。类 F 原子外层均有 7 个电子,它们的基态均有两个子能级,分别为 $2s^22p^5\ {}^2P_{3/2}$ 和 $2s^22p^5\ {}^2P_{1/2}$,它们有个激发态为 $2s2p^6\ {}^2S_{1/2}$,我们用 1、2、3 分别代表这三个能级 ${}^2P_{3/4}$、${}^2P_{1/2}$、${}^2S_{1/2}$。从激发态 3 到两个基态能级 1、2 的跃迁是允许跃迁,而从上基态能级 2 到 1 的跃迁是属于磁偶极跃迁,是禁戒的。禁戒跃迁谱线与允许跃迁谱线的强度比为

$$\frac{I_{21}}{I_{3i}}=\frac{N_2A_{21}}{N_3A_{3i}},\qquad i=1、2。$$

通常允许跃迁系数 A_{3i} 比 A_{21} 要大得多,例如 $\frac{A_{21}}{A_{32}}\simeq10^{-6}$;但是在一定条件下,$N_2$ 可能大大超过 N_3,使得 I_{21} 甚至会超过 I_{31} 或 I_{32}。为了计算各能级密度分布比,我们考虑高温、低密度氢等离子体,这时激发态密度增长的机制主要是电子碰撞激发,其它过程与此相比是可忽略的;而退激发的机制应包括自发跃迁和碰撞退激发过程。应用日冕模型的平衡公式,则有:

表 3.4.4 几个类 F 原子的原子数据

原子数据	Cr *XVI*	Fe *XVIII*	Ni *XX*
λ_{31}(Å)	106.62	93.93	83.17
λ_{32}(Å)	115.33	103.95	94.49
λ_{21}(Å)	1412	975	695
A_{21}(s^{-1})	6340	19200	53200
f_{13}	0.061	0.058	0.052
f_{23}	0.057	0.052	0.048
*T_{e_M}(eV)	470	610	780
X_{13}($m^3\cdot s^{-1}$)	2.4×10^{-10}	1.9×10^{-10}	1.3×10^{-10}
X_{23}($m^3\cdot s^{-1}$)	2.4×10^{-10}	1.8×10^{-10}	1.4×10^{-10}
X_{12}($m^3\cdot s^{-1}$)	1.2×10^{-10}	8.0×10^{-11}	5.5×10^{-11}
X_{12}^{e}($m^3\cdot s^{-1}$)	4.3×10^{-11}	3.2×10^{-11}	2.3×10^{-11}

* T_{e_M} 为该离子达最大密度时所相应的电子温度。

$$\left.\begin{aligned}
&N_1[N_e(X_{12}+X_{13})+N_p X_{12}^p]=N_2[A_{21}+N_e X_{21}+N_p X_{21}^p]+N_3(A_{31}+N_e X_{31}),\\
&N_2[N_e(X_{21}+X_{23})+N_p X_{21}^p+A_{21}]=N_1(N_e X_{12}+N_p X_{12}^p)+N_3(A_{32}+N_e X_{32}),\\
&N_3[N_e(X_{31}+X_{32})+A_{31}+A_{32}]=N_e(N_1 X_{13}+N_2 X_{23}),
\end{aligned}\right\}\quad(3.4.13)$$

式中 X_{ij} 表示从 i 能级到 j 能级的电子碰撞激发或退激发系数，并且

$$X_{ji}=\frac{g_i}{g_j}X_{ij}\exp\left(\frac{\chi_{ij}}{kT_e}\right);$$

X_{12}^p、X_{21}^p 分别是质子碰撞激发和退激发系数。(3.4.13)式中已忽略了离子碰撞从 1 或 2 能级到 3 能级的激发及其逆过程——退激发的贡献，因对允许跃迁能级来说，质子的碰撞速率系数比电子小很多。表 3.4.4 给出了 Cr *XVI*、Fe *XVIII*、Ni *XX* 的有关的原子数据，利用这些数据由(3.4.13)式可求得 N_1、N_2、N_3 的相对密度分布，并由此可计算出禁戒跃迁谱线与允许跃迁谱线光强之比与电子密度的关系，其结果如图 3.4.10 所示。由图可以看到，在托卡马克等离子体电子密度范围内 ($10^{19}\sim10^{21}\,m^{-3}$)，禁戒谱线和允许谱线的强度比是电子密度很灵敏的函数；而且当电子温度变化时，在密度灵敏区中强度比的数值只有很小的变化 (如图 3.4.11 所示)。因而可以通过它们的强度比的测量来测定托卡马克等离子体的电子密度。此外，由于禁戒跃迁谱线的波长较长，这就可以使用普通的光谱技术，而很容易地获得精确的线轮廓，很适宜于利用其多普勒效应来测定高温等离子体的离子温度 T_i。而且高电离态杂质的禁止跃迁谱线辐射只能在电子温度与离子电离能相当的区域内产生，如果等离子体电子温度分布不均匀，则可利用不同杂质离子的禁戒跃迁谱线的多普勒展宽测量，来测定等离子体离子温度的空间分布。

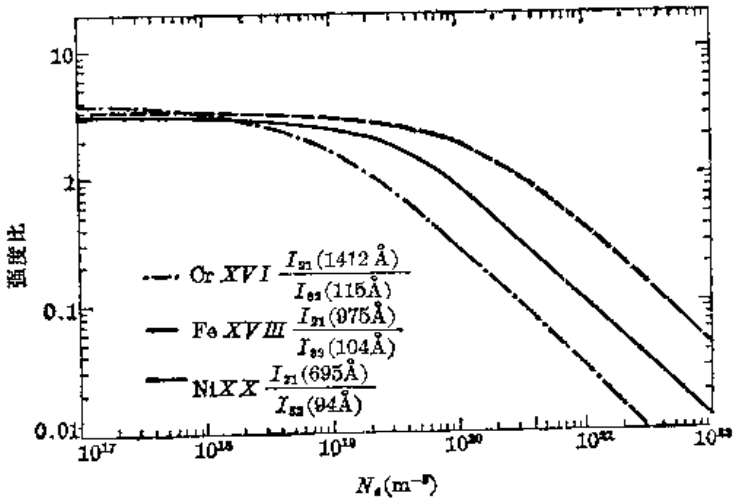


图 3.4.10 类 F 原子的某些禁戒谱线与允许谱线的强度比与电子密度的关系

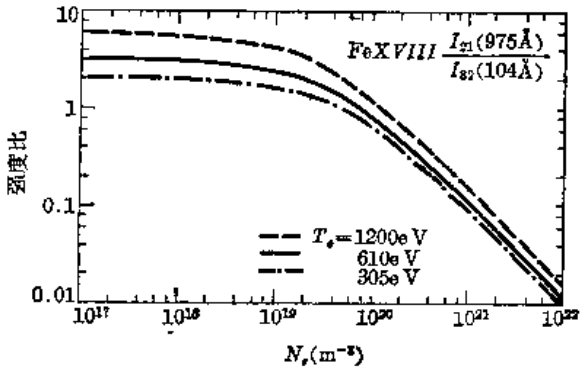


图 3.4.11 Fe *XVIII* 禁戒跃迁谱线与允许跃迁谱线的强度比与电子温度的关系

§3.4.5 电离速率方程的应用

在完全电离的氢等离子体中，我们还可以通过注入少量示踪的杂质原子，并观测其逐次电离态原子的谱线强度随时间的变化，来测定等离子体电子温度随时间的变化。这种方法需要采用适当的等离子体模型进行计算，但它只需要进行强度的相对测量，而不需要进行强度的绝对校准，这是它的主要优点。就日冕模型而言，若粒子没有损失和再循环，则逐次电离的杂质离子密度随时间变化的方程为

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{dN_1^0}{dt}=N_e[N_1^1\alpha^1-N_1^0S^0],\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
&\frac{dN_1^r}{dt}=N_e[N_1^{r-1}S^{r-1}+N_1^{r+1}\alpha^{r+1}-N_1^rS^r-N_1^r\alpha^r],\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\\
&\frac{dN_1^M}{dt}=N_e[N_1^{M-1}S^{M-1}-N_1^M\alpha^M],\\
&\sum_{r=0}^{M}N_1^r=N_P.
\end{aligned}\right\}\qquad(3.4.14)$$

式中 N_1^M 是最高电离态的基态杂质原子密度，N_P 为注入的杂质原子总密度。如果注入的杂质的数量很少，则 $N_e\simeq N_{H^+}$ 而且，如果等离子体不被压缩，也不膨胀，则 N_e 可视为常数。这样，系数 α^r、S^r 仅为电子温度的函数，此时只要 α、S 为常数（对应于某一恒定的电子温度），或为已知的随时间变化的函数（即电子温度随时间的变化是已知的），方程组(3.4.14)就可以求解。由于对于日冕等离子体而言，任一阶电离态离子的各激发态之间的分配是迅速达到平衡的，即

$$N_eN_1^rX_{1n}^r=N_n^r\sum_{n'<n}A_{nn'}.$$

这样就有可能根据(3.4.5′)式计算出各阶电离态离子所辐射的线谱强度随时间的变化。

但实际情况往往与此相反，即各阶电离态离子的线谱强度随时间的变化，在实验上是可观测的，而电子温度随时间的变化是待测定的。为此，我们可以先假设一个 T_e 随时间变化的函数，求解方程组(3.4.14)，将计算得到的各阶电离态谱线强度最强的时间与实测时间相比较，逐次调整 T_e 随时间变化的函数，使计算的和测量的各阶电离态离子谱线强度最强的时间一致，这样就可求得 T_e 随时间变化的曲线，但这样的计算是很复杂的。也可以用近似方法测定 $T_e(t)$，即当杂质的密度可忽略（$N_e\simeq N_{H^+}$），且 N_e 为常数时，可取一组温度值，由(3.4.14)式求解相应的 $N_1^0(t)$、N_1^1、…、N_1^r、…、N_1^M 值，由此就可以得到相邻电离态离子密度

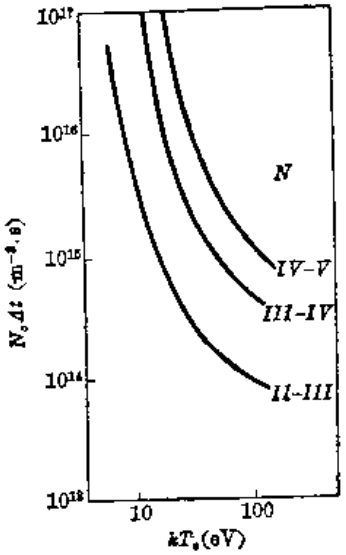


图 3.4.12 氮原子各阶电离态离子谱线强度出现最大值的时间间隔 $N_e\Delta t_{r,r+1}$ 与 kT_e 的关系曲线（计算值）

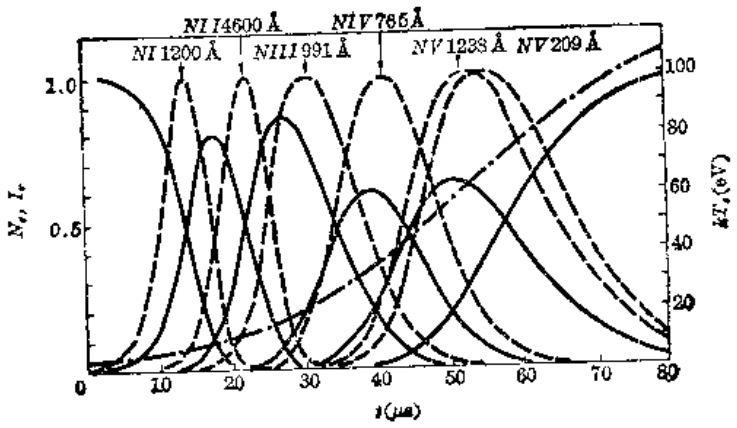


图 3.4.13 环形收缩装置 TA2000 中各阶电离态氮原子密度（实线）、光谱强度（虚线）和电子温度（点划线）随放电时间 t 的变化曲线

出现最大值的时间间隔 $\Delta t_{r,r+1}=t_{r+1}-t_r$，并画出 $\Delta\tau_{r,r+1}=N_e\Delta t_{r,r+1}$ 与 T_e 的函数关系曲线。图 3.4.12 就是用这种方法计算得到的 $N_e\Delta t_{r,r+1}$ 与 kT_e 的关系曲线。实验上可测得各阶电离态离子谱线强度随时间的变化，图 3.4.13 中虚线就是在一个环收缩装置上测得的氮原子的各阶电离态离子谱线强度随时间变化的曲线。根据实验测得的 $\Delta t_{r,r+1}$ 值，由图 3.4.12 就可求得相应的 kT_e 值，这样就可求得 kT_e 随时间变化的曲线。对于上述实验，图 3.4.13 中的点划线就是所求的 $kT_e(t)$ 曲线。将所求得的 $kT_e(t)$ 代入方程 (3.4.14) 中，就可求得各阶电离态离子密度随时间变化的曲线(如图 3.4.13 中实线所示)。由图可以看到，这样求得的 $N_1^z(t)$ 出现最大值的时间，与相应电离态谱线强度出现最大值的时间是很相近的，这说明用这种近似方法求得的 $kT_e(t)$ 值是可用的。如果要用这种方法测定更高的电子温度，就需要采用原子序数更高的杂质原子。

§ 3.4.6 由光谱测定杂质的成分和含量[86~94]

我们知道，在高温等离子体中，不仅有工作气体原子和离子，而且还有一些杂质离子(主要是壁和限制器材料中的元素)，这是高温等离子体与容器壁或限制器相互作用的结果。杂质是等离子体中辐射损失和冷电子的一个来源，它的存在不仅会影响等离子体的能量和粒子平衡，而且还会影响等离子体的密度、温度和电流分布，从而影响等离子体的稳定性和输运特性。因而杂质的成分和含量的测定在高温等离子体诊断中是很重要的。

众所周知，用光谱分析方法进行元素的定性和定量分析，是行之有效和十分成熟的技术。不过在高温等离子体中，温度超过寻常温度，常常出现的则是高电离态的光谱，这些光谱大多数都在远真空紫外区。在这个光谱区中，要进行定量的光谱分析，在技术上要比可见光区困难得多。为了定量地测定等离子体中的杂质成分，就必须绝对地测量光谱强度，而且谱线强度只与激发态的密度有关，因而为求得基态的杂质密度，就必须依赖于一定的等离子体模型。如果等离子体足够稀薄的话，就可以应用日冕模型，根据(3.1.20)式可以求出某一元素的 $+Z$ 阶电离态原子密度与该原子的总密度 N_T 之比：

$$N_1^z=RN_T;$$

再由(3.1.21)式求出 q 激发态的密度与基态密度之比值。如果线辐射是由 Z 电离态离子由 q 态跃迁到 p 态时发出的，且等离子体对该线辐射而言是光性薄的，则其辐射强度为

$$I_{qp}=\frac{D}{4\pi}N_1^zN_eX_{1q}\tau_qA_{qp}=\frac{D}{4\pi}RN_TN_eX_{1q}\tau_qA_{qp}, \tag{3.4.15}$$

式中 D 为在观测方向上的等离子体厚度，而其它的各个系数都是原子特征参数，在 § 3.1 中已给出了一些数据，同时还给出了一些参考资料，此外，还可查阅参考文献[86~92]。如果原子参数是已知的，并且测出了谱线的绝对光强，则由上式就可计算杂质原子的密度。不过这样求出的杂质密度是沿观测线上的平均值。如果等离子体对线辐射的自吸收效应不能忽略的话，则线谱的表面亮度和体辐射度之间的关系就要根据 § 3.2.1 所给出的输运方程来计算。

§ 3.4.7 利用塞曼效应测磁场[95~100]

在 § 3.3 中已经指出，由塞曼效应所引起的线谱分裂的值正比于外磁场强度，因此可以利用此效应通过光谱分析来测定等离子体中的磁场强度。不过，困难的是除了塞曼效应使谱线产生分裂外，在等离子体中还存在其它的使谱线展宽效应，从而使谱线的各塞曼分支各自都形成了展宽的轮廓，它们使谱线的总轮廓变得复杂了，增加了测量的困难。在大多数的

高温等离子体中，谱线分裂的距离 $\Delta\lambda_Z$ 常常比谱线展宽的半宽度 $\Delta\lambda_{1/2}$ 小很多。在这种情况下，通常都是利用纵向的塞曼效应，即沿磁场方向观测谱线的塞曼分裂。这时谱线分裂成两个 σ 分支，它们分别是左、右旋转的圆偏振光，而且它们具有完全相同的谱线轮廓，只是峰值相距 $2\Delta\lambda_Z$，如图 3.4.14 所示。因此有

$$I_+(\lambda)=I_-(\lambda-2\Delta\lambda_Z)。\qquad(3.4.16)$$

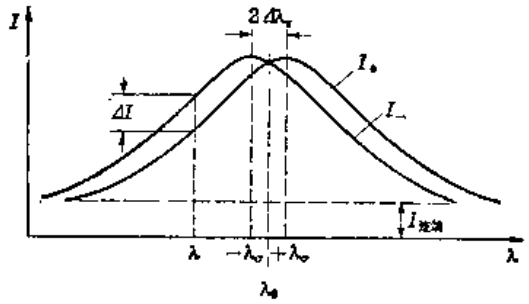


图 3.4.14 纵向塞曼效应的两个 σ 分支的线轮廓

如果能够将两个分支在空间上分离开来，则测量它们的谱线轮廓，以及在其翼部（近似为线性变化部分）某一波长下的光强差，就可以求出 $\Delta\lambda_Z$：

$$\Delta I=I_--I_+\simeq 2\Delta\lambda_Z\frac{dI_-}{d\lambda};$$

$$\Delta\lambda_Z\simeq\frac{\Delta I}{2dI_-/d\lambda}=\frac{\Delta I}{2SI_-},\qquad S=\frac{1}{I_-}\frac{dI_-}{d\lambda}。\qquad(3.4.17)$$

图 3.4.15 表示一种实验安排，它利用一个 Soleil 补偿器将两个左、右圆偏振的 σ 分支变成偏振方向互相垂直的线偏振光；然后利用一个渥拉斯顿棱镜将两个分量分离 15′ 角，并用一个焦距为 20 厘米的透镜将它们成象在焦平面上，它们的象在空间上分离约 0.875 mm。再用一个尖劈将它们进一步分开，用两个光电倍增管分别测量它们。若在同一波长下测得两光电倍增管的输出电流分别为 j_+、j_-，则可计算出

$$\frac{j_--j_+}{j_-}=1-\frac{j_+}{j_-}=1-R。$$

如果两管的灵敏度相同，则

$$1-R=\frac{\Delta I}{I_-}。$$

如果从其它的测量求得了线轮廓的斜率 S，则由 (3.4.17) 式就可求出塞曼分裂距离 $\Delta\lambda_Z$，再利用 (3.3.32′) 式就可求得磁感应强度 B。但用这个方法只能用来测量沿观测方向均匀分布的磁场，当沿观测方向上的磁场是不均匀而且变化梯度很大时，测量误差会比较大，甚至可能由于塞曼分裂不可分辨而使测量不能实现。为了进行空间分辨测量，可以利用中性束注入的方法，将少量杂质原子局部地注入等离子体中，并观测其所发射的谱线的塞曼分裂距离，从而可测得谱线发射处局部的磁场。

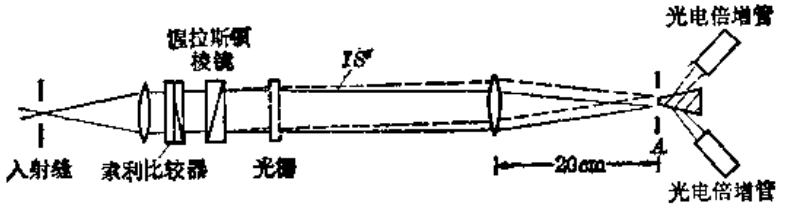


图 3.4.15 利用纵向塞曼效应测量等离子体磁场的一个实验安排

此外，我们还可利用横向的塞曼效应（即在垂直于磁场的方向上观测塞曼分裂），来测量磁场方向。由 § 3.3 我们已经知道，在垂直于磁场方向观测塞曼效应时，谱线正常的塞曼三分裂的 π 分量的偏振方向平行于磁场，而 σ 分量的偏振方向垂直于磁场。如果我们能够选择一个合适的滤光片，观察其中的一个分量，则根据其偏振方向就可测定磁场方向。而

且，还可以利用中性束注入而将少量杂质原子局部地引入到等离子体中，并观测其线辐射，就可以达到空间分辨地测量磁场方向。这种测量在托卡马克装置的等离子体诊断中非常有用。因为托卡马克中纵向磁场的分布是可以精确知道的，而等离子体内部的磁场基本上是由纵向磁场和等离子体电流所产生的极向磁场所组成；则只要用这种方法测出了总磁场方向的空间分布，就可测定等离子体内部极向磁场的分布，并从而可以导出等离子体的电流密度分布，这是托卡马克等离子体研究中很重要的参数之一。图 3.4.16 是实现该测量的一个实验安排的示意图。中性锂束(能够径向扫描)沿着与环的赤道面及光学系统的轴线(沿环的大半径方向)相垂直的方向注入，利用一个法布里-珀罗干涉仪将锂所发出的波长为 6708 Å 的线辐射的 π 分量与 σ 分量分离开来，并用一个干涉滤光片将其它干涉级的光抑制掉。经滤光后的光继续通过一个法拉第旋转器，射入到半波片上并被渥拉斯顿棱镜分裂成偏振方向互相垂直的两束光，每束光分别用一个光电倍增管探测。这两个光电倍增管输出的差分信号被送到伺服放大器上，它产生一个驱动电流而驱动法拉第旋转器，使差分放大器的输出信号为零，这时的驱动电流与由于极向场的存在而使磁场方向转过的角度成正比。于是，在示波器上监视这个电流，就可以得到等离子体中一个空间点的极向磁场 B_p 随时间变化的数据。使锂束沿径向扫描就可以得到 B_p 的空间分布。

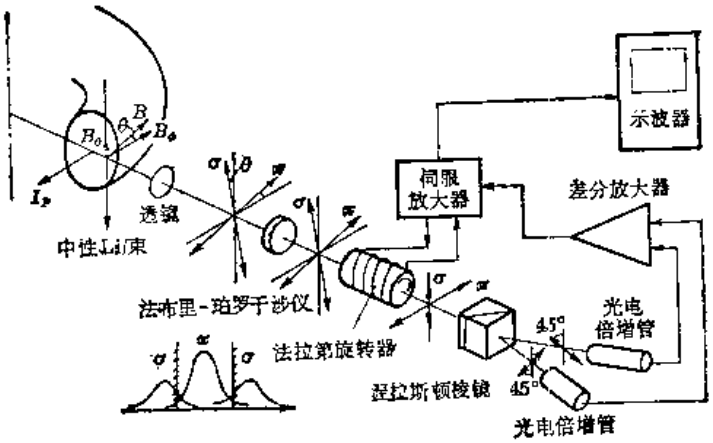


图 3.4.16 利用塞曼效应测量托卡马克等离子体内部极向磁场的实验安排

§3.4.8 通过硬 X 射线测量逃逸电子[101~106]

热平衡等离子体发射的电磁波以软 X 射线(几十keV)为限，但是在实际的环形放电装置上可以测到相当强的硬 X 射线，能量可达到 10 MeV 量级，以致于能够引起光核反应，产生光核反应中子。一般认为这种硬 X 射线是由受到特殊加速的超热电子所引起的。例如在托卡马克装置中，当一部分电子在纵向电场的作用下，绕环运动一周时所得到的能量大于碰撞所损失的能量，则它们就被电场不断地加速，而成为超热电子。这种电子也叫做逃逸电子，它们可以达到很大的数量，例如在美国中小型的托卡马克装置 ORMAK 上，逃逸电子就达到几十千安量级，有时它们所形成的电流甚至达到总电流的百分之几十。逃逸电子在等离子体中与离子碰撞，特别是它们撞击到限制器或容器壁上时，速度的迅速变化会产生出不同能量的硬 X 射线。它们所激发出的硬 X 射线有时会很强，可能会使整个工作大厅超过安全剂量，而且会使其它诊断仪器受到强烈的干扰。此外，逃逸电子打到限制器或容器壁表面上，会使其加热，甚至会使其局部熔化，这是等离子体中杂质的重要来源之一，杂质的辐射又使等离子体进一步损失其能量，故逃逸电子所引起的能量损失是在今后的大装置的能量平衡中所必须考虑的重要因素之一。硬 X 射线的来源的分析是很复杂的，至今还不能说已经弄清楚了，但硬 X 射线是装置运行状态的一个很敏感的"指示剂"。所以对硬 X 射线的监视是十分必要的。图 3.4.17 为在托卡马克装置上硬 X 射线谱的一次测量结果，它形成

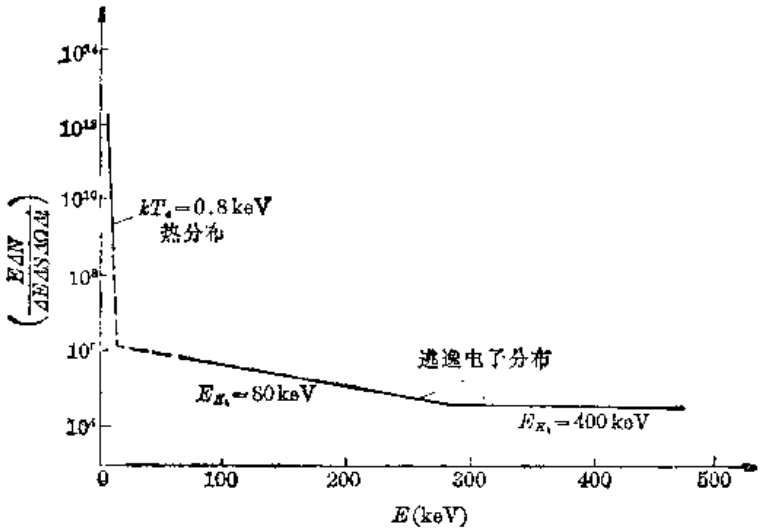


图 3.4.17 一个典型的硬 X 射线谱

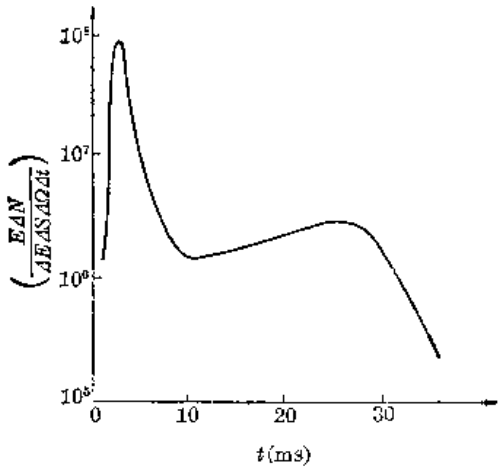


图 3.4.18 托卡马克一次放电中硬 X 射线强度随时间的变化

三段折线，按下式

$$\frac{E}{\Delta E}\frac{\Delta N}{\Delta S\,\Delta\Omega\,\Delta t}=\left(\frac{E}{\Delta E}\frac{\Delta N}{\Delta S\,\Delta\Omega\,\Delta t}\right)_0\exp\left(-\frac{E}{E_k}\right)$$

计算，E_k 分别为 0.8、80 和 200 keV。0.8 keV 相当于热平衡温度，而 80 和 200 keV 表示两种成分的逃逸电子。图 3.4.18 为一个托卡马克装置上测得的硬 X 射线强度随时间的变化，在放电起始处有一个强的硬 X 射线脉冲，这可能与放电初期的欧姆电场比较高而电子密度比较低有关。

参 考 文 献

[1] Spitzer, L., Physics of Fully Ionized Gasses, 2nd ed., Wiley, 1962.
[2] *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 873(1967).
[3] Moore, C. E., Ionization Potentials and Ionization Limits Derived from Analysis of Optical Spectra, **NSRDS–NBS 34** (1970).
[4] Bates, D. R., Atomic and Molecular Processes, Academic Press, 1962.
[5] Hasted, J. B., Physics of Atomic Collisions, Butterworth, 2nd ed., 1974.
[6] Massey, H. S. W. *et al.*, Electronic and Ionic Impact Phenomena, 2nd ed., Oxford Univ. Press, 1969.
[7] Смирнов, Б. М., Ионы и Возбужденные Атомы в Плазма, Атомиздат, 1974.

[8] Wiese, W. L. *et al.*, Atomic Transition Probabilities, Vol. **2**, Sodium through Calcium, **NSDRS-NBS22**. National Bureau of Standards, 1969.
[9] Miles, B. M., Wiese, W. L., Bibligraphy on Atomic Transition Probabilities, National Bureau of Standards Special Publ. **320**, 1970.
[10] Wiese, W. L. *et al.*, Atomic Transition Probabilities, Vol. **1**, Hydrogen through Neon, **NSRDS-NBS4**. National Bureau of Standards, 1966.
[11] Wiese, W. L., in "Methods of Experimental Physics-Atomic Interactions", Vol. **7A**, p. 117, Academic Press, 1968.
[12] *Phys. Rev.*, **175**, 50(1968).
[13] Fuhr & Wiese, W. L., **NBS** Spectral Publication **320**, Supp. 2, 1973.
[14] *Proc. Roy. Soc.*, **A267**, 297(1962).
[15] *Plane tary and Space Sci.*, **11**, 1(1963).
[16] *Ann. Astrophys.*, **28**, 774(1965).
[17] *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **169**, 663(1974).
[18] *Astrophys. J.*, **168**, 313(1971).
[19] Electron Impact Excitation of Atoms, **NSRDS-NBS25**, National Bureau of Standards, 1968.
[20] Vainshtein, L. A. *et al.*, Electronic Excitation Cross Section for Atoms and Ions, Hayka, 1973.
[21] **IPP 1/47** (1966); **IPP 1/62**(1967), **IPP 1/76**(1968).
[22] Gabriel, A. H., Jordan, C., Case Studies in Atomic Collision Physics, Vol. **2**, p. 211, N-H Amsterdan, 1972.
[23] *Astrophys. J. Supplement*, **Ser. XIV**, 207(1967).
[24] *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **8**, 329(1970).
[25] *Space Sci. Rev.*, **13**, 565(1972).
[26] *Astrophys. J.*, **165**, 425(1971).
[27] *Z. fur Phys.*, **206**, 205(1967); **216**, 241 (1968); **220**, 466(1969); **232**, 101(1970).
[28] *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **142**, 501 (1969); **169**, 663(1974).
[29] Hinnov, E., On Multiple Ionization in High-Temperature Plasmas, **MATT-777**.
[30] *Proc. Roy. Soc.*, **A267**, 297 (1962).
[31] *Astrophys. J.*, **157**, 1007(1969).
[32] *Proc. Phys. Soc.*, (London), **82**, 641(1963).
[33] *Phys. Rev.*, **121**, 505(1961).
[34] *Phys. Rev. Letters*, **6**, 337(1961).
[35] *Phys. Rev. Letters*, **8**, 376(1962).
[36] *Proc. Roy. Soc.*, **A270**, 155(1962).
[37] *Planetary Space Sci.*, **11**, 1(1963).
[38] Aller, L. H., Astrophysics-The Atmospheres of the Sun and Stars, 2nd ed., Ronald Press, 1963.
[39] Drawin, H. H., Felenbok, P., Data for Plasmas in Local Thermodynamic Equilibrium, Gauthier-Villars, 1965.
[40] *Astrophys. J.*, **136**, 906(1962).
[41] *Phys. Rev.*, **131**, 1170(1963).
[42] *Z. Naturforsch*, **7a**, 432(1952).
[43] *J. Quant. Spectr. Radiative Transfer*, **2**, 477(1962).
[44] *Phys. Rev.*, **131**, 1170(1963).
[45] *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **142**, 507(1969); **169**, 663(1974).
[46] Mcwhirter, R. W. P., in "A Survey of Phenomena in Ionised Gases", International Atomic Energy Agency, 1968.
[47] Plank, M., The Theory of Heat Rediation, Dover Publication, 1959.
[48] Bekefi, G., Radiation Processes in Plasmas, Wiley, 1966.
[49] Griem, H. R., Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill, 1964.
[50] *Z. Physik*, **164**, 1(1961).
[51] *Astrophys. J.*, **130**, 693(1959).
[52] *Rev. Mod. Phys.*, **34**, 507(1962).
[53] *Nucl. Fusion*, **13**, 497(1973).
[54] *Phys. Rev.*, **119**, 1444(1960).
[55] *Phys. Rev.*, **121**, 961(1961).
[56] Trubnikov, B. A. *et al.*, **AEC-tr-4073** (1960).
[57] 光谱线波长表，中国工业出版社，1971.
[58] Striganov, A. R. *et al.*, Tables of Spectral Lines of Neutral and Ionised Atoms", Atomizdat, Moscow, 1966;

Plenum Press, New York, 1968.
[59] Robinson, T. W., Handbook of Speetroscopy, 2 Vols, CRC Press, 1974.
[60] Kelly, R. L. *et al.*, Atomic and Ionic Emission Lines below 2000Å, **NRL** Report–**7599** (1973).
[61] Shore, B. W. *et al.*, Principles of Atomic Spectra, Wiley, 1968.
[62] Gabriel, A. H. *et al.*, in "Case Studies in Atomic Collision Physics", **2**, 221, 1972.
[63] Allen, C. W., Astrophysical Quantities, Athlone Press, 1964.
[64] Bertin, E. P., Principles and Practice of X-ray Spectrometric Analysis, Plenum, 1975.
[65] *Nucl. Fusion*, **15**, 301(1975).
[66] *Ж. Техн. Физ.*, **36**, 1087(1966).
[67] *Докл. АНСССР*, **198**, 1306(1971).
[68] *Phys. Rev. Letters*, **23**, 1279(1969).
[69] *Nucl. Fusion*, **13**, 271(1973).
[70] *Phys. Rev. Letters*, **33**, 1376(1974); **26**, 949(1971).
[71] *Письма Ж. Э. Т. Ф.*, **41**, 2323(1971).
[72] *Phys. Rev.*, **129**, 1225(1963).
[73] *Proc. Phys. Soc.* (London), **77**, 1069(1961).
[74] *Nucl. Fusion Suppl.*, **Pt. 3**, 883(1962).
[75] *Naturforsch*, **16a**, 972(1961).
[76] *Phys. Rev. Lett.*, **35**, 1507(1975).
[77] *Rev. Sci. Instr.*, **46**, 1149(1975).
[78] *Nucl. Fusion*, **14**, 447(1974).
[79] *Bull. Am. Phys. Soc.*, **19**, 853 (1974).
[80] *J. Phys.*, **B6**, 2668(1973).
[81] *Proc. Phys. Soc.* (London), **83**, 121(1964).
[82] Proc. 4th Inter. Conf. Ionization Phenomena in Gases, Uppsala, 1959, Paper IIID, Vol. **2**, p.823.
[83] *J. Quant. Spectr. Radiative Trasfer*, **6**, 461, 575(1966); **7**, 61, 661(1967).
[84] *Z. Astrophys.*, **58**, 93(1963).
[85] *Z. Astrophys.*, **58**, 82(1963).
[86] 核融合研究, **32** 卷增刊 **1**, 37(1974).
[87] **EUR–CEA–FC–761**, Bibiographic review of Ionization, Recombination and Excitation Coefficients of impurities Present in a Plasma, 1975.
[88] **COO–2456–31**, Plasma impurity study using infrared and optical emission analysis.
[89] **COO–2711–3**, Extreme Ultraviolet and Soft X-ray diagnostics of High-temperature Plasma, 1976.
[90] **AFOSR–TR–76–0162.**
[91] **LA–6679–MS.**
[92] **ORNL–5207.**
[93] *Н. Ж. Э. Т. Ф.*, **6**, 365(1967).
[94] *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1495(1972).
[95] Candon, E. M. *et al.*, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge Uni. Press, 1964.
[96] White, H. E., Introduction to Atomic Speetra, Intern. Siud. ed., McGraw Hill and Kogakusha.
[97] *Naturforsch*, **19a**, 1111(1964).
[98] *Phys. Rev.*, **131**, 24 (1963).
[99] Fujita, J., McCormick, K., in "Proc. 6th Eur. Conf. in Controlled Fusion", **1**, 191(1973).
[100] McCormick, K. *et al.*, in "Proc. 8th Eur. Conf. in Controlled Fusion", **1**, 140(1977).
[101] *Ж. Э. Т. Ф.*, **48**, 1393(1965).
[102] *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 690(1973).
[103] *Nucl. Fusion*, **15**, 415(1975).
[104] *Н. Ж. Э. Т. Ф.*, **6**, 365(1967).
[105] *Phys. Rev. Lett.*, **29**, 1495(1972).
[106] *Nucl. Fusion*, **14**, 397(1974).
[107] *J. of Applied Phys.*, **47**, 3083(1976).
[108] *Sov. Phys.–JETP Letters*, **22**, 114(1975).

第四章　光的测量

从第三章的分析，我们已经知道高温等离子体是个强大的辐射源，从它的表面可以辐射出各种波长的电磁波，并且通过对这些辐射能量的测量，可以获得许多有关的等离子体内部参数。光的测量，即辐射能量的测量，是一切基于等离子体辐射而对等离子体作出诊断的基础，所以我们首先在本章集中讨论各种波区的辐射能量测量的有关问题。由于在不同的辐射波区，辐射与物质相互作用的效应不同，从而测量辐射所用的探测器也不同，为此本章我们将按波长分别讨论可见光、红外光、紫外光和 X 及 γ 射线的探测问题。

探测器的输出信号量 x 是其敏感面上所受照度 A 的函数。所谓照度是指被照物体每单位面积所接受的光通量，可以按光能或光子数计算，在可见光区还用与人眼视觉有关的单位——流明计算，这时照度单位为勒克斯。大多数探测器在一定照度范围内，x 与 A 有线性关系，其比例系数被定义为探测器的灵敏度 S：

$$S=\frac{dx}{dA} \quad 或 \quad S=\frac{x}{A}。 \tag{4.0.1}$$

要注意到探测器的灵敏度往往是波长或频率的函数，如果用 A_λ 或 A_f 代表照度的谱密度，那么探测器的输出量将是

$$\left.\begin{aligned} x&=\int A_\lambda S(\lambda)d\lambda, \\ 或 \quad x&=\int A_f S(f)df。 \end{aligned}\right\} \tag{4.0.2}$$

由于在等离子体诊断中往往接受到的是复杂的谱，所以必须注意到这一点，以便选择合适的探测器和进行必需的核算。

在辐射的定量测量中还要考虑一个问题，就是探测器所接受的照度与辐射源的表面亮度之间的关系。如果辐射源和探测器之间设有其它物质或只有不影响光的传播方向而透射率为 T 的物体，那么照度与表面亮度的关系可以简单地按反平方比求得。考虑辐射源的一个面积元 ds'，它与探测器的有效面积 s 连线的长为 r，与这两个面积的法线夹角为 θ' 和 θ，并令 ds' 在连线方向的表面亮度为 B，则它所产生的照度为

$$dA=\frac{B\cos\theta'\cos\theta}{r^2}T\,ds', \tag{4.0.3}$$

按辐射源面积积分就得到总照度 A。

事实上在很多辐射测量中，辐照源和探测器之间要加一套光学系统，使辐射源成象于探测器上，这样既可以加强照度又可以获得空间分辨能力。这时，接受处的照度和辐射源的亮度之间关系和 (4.0.3) 式大不相同。象处每点的照度或辐射强度只与辐射源的相应点的亮度有关。我们以单透镜成象为例来考察它们之间关系。图 4.0.1 中 ΔS 代表在透镜光轴上且垂直于光轴的小的发光面，$\Delta S'$ 是它的象，MN 是透镜的

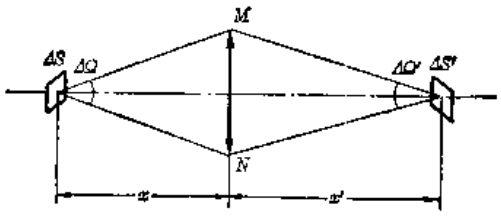


图 4.0.1　单透镜成象的几何关系

有效直径（令为 D），透镜对 ΔS 和 $\Delta S'$ 所张的立体角为 $\Delta\Omega$ 和 $\Delta\Omega'$。那么，透镜所接受的光通量为

$$\Phi = B\cdot\Delta\Omega\cdot\Delta S。$$

根据透镜成象的几何关系，不难求出象处沿光轴方向的辐射强度 B' 和该处垂直于光轴平面上的照度 A 分别为

$$B' = TB,$$

$$A = TB\Delta\Omega' = \frac{\pi}{4}TB\left(\frac{D}{x'}\right)^2,$$

式中 T 为透镜的平均透射率，x' 为象至透镜距离。如果光源到透镜距离相当远，则 x' 近于透镜焦距 f，而象的照度则近似比例于 $\left(\frac{D}{f}\right)^2$。对于复杂光学系统仍有类似关系，所以定义成象物镜的有效直径与其焦距之比为相对孔径 R，照度近似和 R^2 成比例。还常用 R 的倒数来表征光学系统的集光本领，称为 F 值，例如照相机快门编号中 5.6 就表示 $R=\frac{1}{5.6}$，而用 $F/5.6$ 表示。

当然这种成象系统只有二维空间分辨能力，而且即使是垂直于光轴的面源，面积过大，边缘处有效孔径也会逐渐减小，产生所谓渐晕现象，也需要适当注意。

§4.1 高速摄影[1~10]

在高温等离子体诊断中，照相是一种重要的手段。由于高温等离子体本身是个强的辐射体，利用照相技术，可以将等离子体的形态及其变化过程记录下来。通过分析所摄得的照片，可以获得一些有用的等离子体参数。但目前高温的实验室等离子体多是脉冲式的，它们存在的时间在秒至亚毫微秒量级的范围内，为了能够观测和记录这些短暂存在的等离子体形态的发展和变化过程，要求摄影机的分辨时间必须相应地短达到毫秒至微微秒量级，这就必须采用特殊的高速摄影技术。以下我们简单地介绍在高温等离子体诊断中常用的几种高速摄影技术，及其在等离子体诊断中的应用。

§4.1.1 光学机械高速摄影机

光学机械高速摄影机的种类很多，就所拍摄的对象和目的不同可分成两大类，一类是分幅摄影机，它可取得一系列相继曝光的象幅，其时间间隔由快门来分开。若要取得多幅图象，可有两种方法：一种是移动感光底片，另一种则是将图象相继转到底片的不同位置而使之曝光。另一类是扫描摄影机，它是将被摄物体的一部分图象聚焦到一狭缝，通过狭缝的光被聚焦到照相底片上，并使象在底片上沿垂直于狭缝的方向上扫描，从而获得该拍摄对象随时间变化的图象。

普通的“抓片式”电影摄影机，是一种最简单的分幅摄影机。它是利用一种抓片机构使底片做间歇运动，曝光时，底片停止运动，以保证影象清晰而不模糊（象与底片间没有相对运动）；当完成一次曝光之后，抓片机构又带动底片移过一个幅面，然后停止运动，又开始新的曝光过程，这样依次重复就可得到一系列相继曝光的影象。这种摄影机由于底片经常作加速运动，速度稍高底片就会撕裂。一般的拍摄速率是几百幅/秒，最高不超过 1000 幅/秒。它远不能满足高温等离子体诊断的需要。

为了克服间歇式摄影机的缺点，可以使底片作连续运动。这样可以克服由于高速间歇

运动可能使底片拉断的问题；但同时也产生了新的问题，即由于曝光时象与底片间存在相对运动而使影象变得模糊。在这种情况下为了能够得到足够清晰的影象，可以采用光学补偿的方法，使物象和底片在曝光期间做同步运动，从而消除由于底片运动而产生的影象模糊现象。使物象在底片曝光期间随底片同步移动的元件，称为象移补偿器。象移补偿器的种类很多，它可以就是摄影机的物镜，也可以是附加到光路中的透镜、棱镜或反射镜。图 4.1.1 是利用旋转反射面做象移补偿器的摄影机示意图，物点 P 发出的光经过物镜投射在多面旋转反射镜上，并经反射镜反射，最后成象于底片 P' 点。若底片和旋转反射镜分别按图示的方向移动和转动，则象点 P' 将和底片一起沿同方向移动，且当底片的移动速度 v 和反射镜的转速满足下述条件：

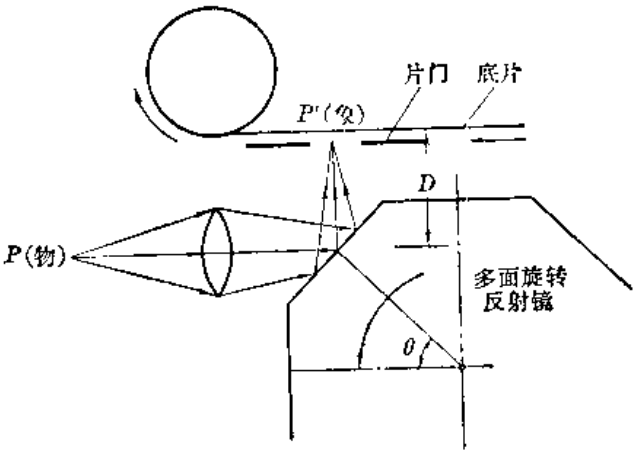


图 4.1.1 旋转反射镜补偿的动片高速摄影机

$$v=2D\frac{d\theta}{dt}=4\pi ND \tag{4.1.1}$$

(其中 D 是反射镜面与底片的距离，N 是多面反射镜的转速)时，就可以使象点 P' 与底片一起同步移动。这时，片门宽度 l 决定了底片的曝光时间 Δt 和曝光的角度范围 $\angle\theta$，

$$\Delta t=\frac{l}{v},\quad \Delta\theta=\frac{l}{2D}。 \tag{4.1.2}$$

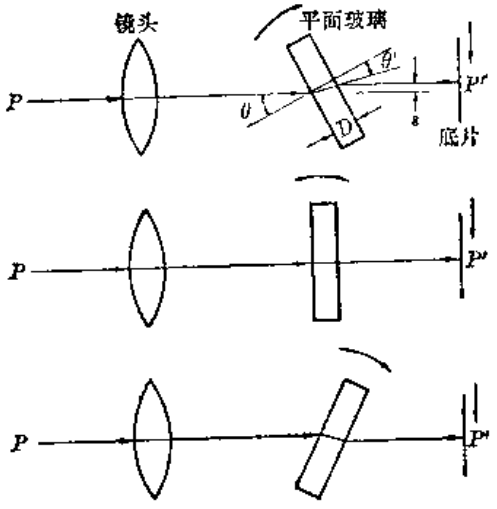


图 4.1.2 用旋转棱镜补偿的动片高速摄影机

图 4.1.2 是一种用旋转棱镜补偿的动片高速摄影机的示意图。图中所用的旋转棱镜是平行平板玻璃，由图可以看到，物点 P 发出的光经物镜投射在棱镜上，并经棱镜折射后，使在底片上所成的象相对于光轴与底片的交点有个偏移 s。根据光的折射定律和图中所示的几何关系，可求得象的偏移 s 与光在棱镜表面上的入射角 θ 间的关系为

$$\begin{aligned}s&=\frac{D}{\cos\theta'}\sin(\theta-\theta')\\&=D\sin\theta\left(1-\frac{1}{n}\frac{\cos\theta}{\cos\theta'}\right),\end{aligned} \tag{4.1.3}$$

其中 D 为平板玻璃的厚度，n 为其折射率。由此可见，当平板玻璃旋转时，象点将在底片上移动。当 θ 甚小时，可近似地得到象在底片上的移动速度为

$$v=\frac{ds}{dt}=D\frac{d\theta}{dt}\left(1-\frac{1}{n}\right)=2\pi ND\left(1-\frac{1}{n}\right), \tag{4.1.4}$$

式中 N 为平板玻璃的转速。当底片的移动速度 $v_{片}=v$ 时，就可使底片上的象相对于底片是静止的。由于平板玻璃是双面棱镜，故它每旋转一周时底片有两次曝光，但每次曝光只限于一个小的转角范围。为了增加每秒的拍摄幅数，并增加底片的有效曝光时间，可用多面棱镜

(即多面玻璃体)代替平板玻璃。

这一类的高速摄影机,是用光学补偿的方法使象和底片同步运动,以得到清晰的象。它的优点是可以长时间地连续拍摄;其缺点是底片的运动速度仍然要受到底片的机械强度的限制,一般不能超过 100 m/s,因而其拍摄频率还不高,最高只能达到每秒数万幅左右。此外,底片连续运动虽然比间歇运动的震动小得多,但是它的结构仍是比较复杂的,存在着两套同步的高速机械运动,震动的影响还是难以避免的。而且,为了避免加速度过大而使底片拉断,一般底片的启动时间都比较长(通常在秒的量级),这样不免要浪费一些底片。

由此可见,要进一步提高高速摄影机的拍摄频率,就必须克服底片的机械强度对其运动速度的限制,这可以采用提高转镜的转速、并使底片不动的办法加以克服。在这类摄影机中,底片固定在一定的位置上保持不动,利用光学的方法使象沿着底片移动,从而实现逐段曝光的要求,故把这类摄影机称为转镜移象式高速摄影机。图 4.1.3 是这类分幅摄影机的示意图,从发光物体 A 发出的光由物镜 L_1 成象在透镜 L_2 上,然后这个象再借助透镜 L_3、反射镜 M_1、M_2 的折射和反射,以 A_2 的形式投射到旋转反射镜的表面上,它的反射光射入排列成圆弧形的分幅透镜组(称为排头镜)中的一个透镜上,最后在底片上成象 A_3。当反射镜旋转时,反射光束将依次射入排头镜的每个透镜,使物象依次在底片上成象。这里入射孔径光阑 D_1 兼起光快门的作用,只有当它的象与分幅透镜相重合时,分幅透镜才能有光束通过,从而使该透镜后面的底片曝光。当旋转反射镜旋转时,光阑 D_1 的象沿着排头镜扫过,相当于逐个地打开和关闭这些分幅透镜,从而使其后的底片逐幅地曝光。这类摄影机的拍摄速度主要取决于旋转反射镜的转速,由于旋转反射镜的大小与底片的长短无关,它的体积可做得很小,因此它的转速可大大提高。目前,利用高抗张强度的金属复合材料做转镜材料,并用气体轴承减少其摩擦,这样转镜的转速最高可达 10^4 转/秒。因面这类分幅摄影机的最高拍摄频率可达 10^7 幅/秒,总拍摄幅数可达 100 幅。

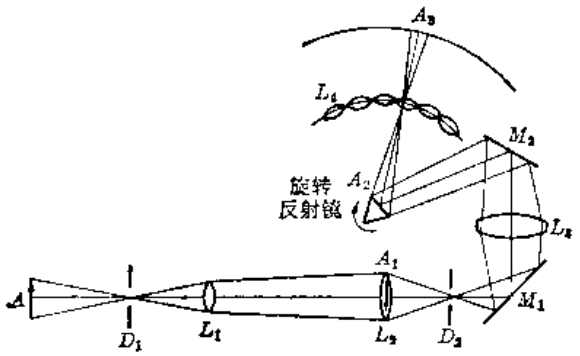


图 4.1.3 转镜移象式分幅摄影机

另一大类高速摄影机是狭缝扫描摄影机,在这类摄影机中,被狭缝所截取的被摄物体的一部分的象和感光材料表面,在垂直于狭缝方向上,以很高的速度作相对运动,这样,在底片上就可以得到被狭缝所截取的物体元随时间变化的象。与分幅摄影机相类似,也可以采用两种方法实现扫描摄影。一种是动片式扫描摄影机,它的特点是狭缝的象固定不动,而使底片相对于象高速移动,如图 4.1.4 所示。在这种摄影机中,底片是装在鼓轮上,被狭缝所限制的物体或它的象的光经物镜再成象在鼓轮表面上,使其上的底片曝光。当鼓轮旋转时,底片就连续地记录物体随时间连续变化的象。这种摄影机的拍摄速度也是受机械强度的限制,其极限拍摄速度约为 100～200 m/s。另一种是转镜扫描摄影机,如图 4.1.5 所示。物体在这种摄影机中也是两次成象的。物体通过透镜 1 第一次成象在宽度可调的狭缝 P' 上,由狭缝选取物象的一个窄条,通过透镜 2 和旋转反射镜再成象于底片 P'' 上。在这种摄影机中,象的移动速度仍可按(4.1.1)式计算。由此可见,要提高拍摄速度必须提高转镜的转速和增大光程长度 D。但加大 D 不仅会使摄影机的体积过分庞大,而且会使象的宽度加大,从面使底片上所接收的照度减小,所以 D 不宜过大。故提高拍摄速度的关键是提高转速 N,

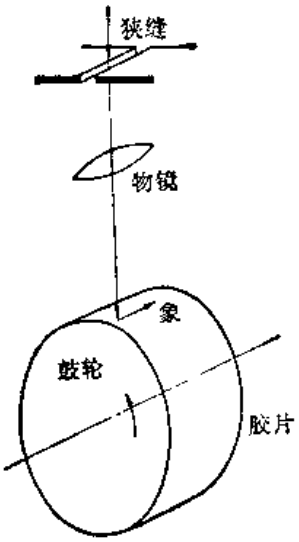


图 4.1.4 转鼓式扫描摄影机

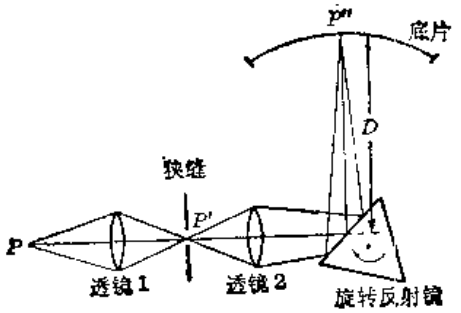


图 4.1.5 转镜扫描式摄影机

而它也要受到材料抗张强度、摩擦力等因素的限制，也不能无限提高。目前转镜的最高转速可达到 10^4 转/秒左右，故其最高拍摄速度能达到 4 cm/μs 左右。与分幅摄影机相比，虽然扫描摄影机不能同时记录两维物体随时间的变化，但它结构比较简单，在某些情况，特别是只需要研究物体在一个方向上随时间的连续变化时，应用扫描摄影机记录还是十分方便的。

在使用上述高速摄影机拍摄高速变化过程时，有两个问题需要特别注意。一个是高速光源和摄影机拍摄起始时间的同步问题，许多高速摄影机（特别是转镜扫描和分幅式摄影机）都设计有各种高精度的电子线路的同步控制系统，它可以主动地发出触发讯号，去触发高速过程(例如，去触发等离子体装置的放电回路)，以达到同步的要求。即使如此，每次摄影机的拍摄起始时间仍是不稳定的，因此，最好能设法在底片上附加记录一些可用作时间标准的标志。另一个问题是在底片装片长度固定而有限的摄影机中，如何防止底片重复曝光的问题，特别是在转镜式和鼓轮式高速摄影机中，因为转镜和鼓轮是不断地高速旋转的，如果所拍摄的高速过程的持续时间超过反射镜或鼓轮转一整转的时间，那么已曝过光的底片就有可能重复地被曝光。因此需要附加一个辅助的高速快门，使一次装片底片拍摄即将结束时，就切断光源射入到摄影机的光路，以避免底片重复曝光。

§4.1.2 变象管高速摄影机

利用变象管制作的高速摄影机与上述的光学机械高速摄影机有本质的区别，它不需要高速的机械运动部件，它是通过光电子变换、并利用电子光学系统来实现电子图象的快速扫描或分幅，因而它可以有极高的拍摄速度。用变象管做成的分幅摄影机的曝光时间已达 125 ps，而扫描摄影机的时间分辨率已达 5×10^{-13}s。但是，由于它是成象于荧光屏上，所以它一次能拍摄的总幅数很少，一般在 10 幅左右；而且其空间分辨率低，一般不超过 10～25 线/mm。它是激光核聚变研究的重要工具。

图 4.1.6*a* 是变象管摄影机的原理图。发光体 AB 经物镜成象于变象管的光阴极上 ($A'B'$)，光阴极会释放出光电子，且释放的光电子数与其所接受的光子数成正比，从而将入射的光图象转换成光电子图象。这些光电子图象通过电子光学系统焦聚和加速后，射到荧光屏上。由于它们经加速后获得足够高的能量，从而可以激发荧光物质，并在荧光屏上再次

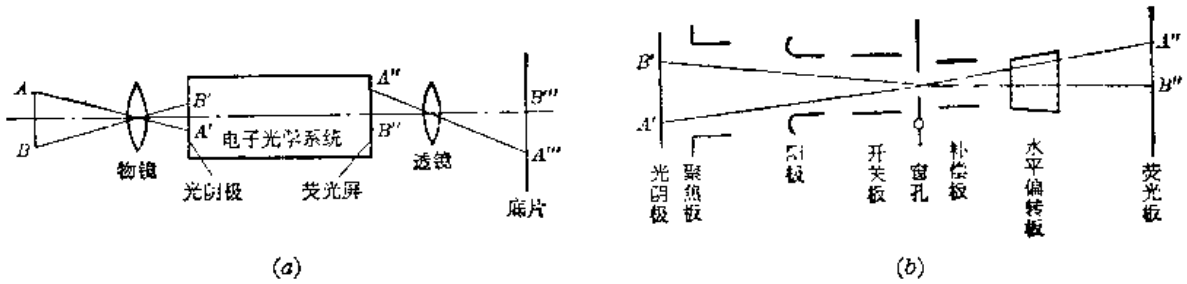


图 4.1.6 变象管摄影机原理图

形成一幅可见光的图象($A''B''$)。这个可见光的图象再经过透镜成象于底片上,从而把物体的象记录下来。通过改变电子光学系统的偏转系统电压或电流,就可以使象在荧光屏上顺序移动,从而可以实现分幅或扫描摄影。变象管的电子光学系统有两种,一种是静电聚焦和偏转系统,另一种是磁聚焦和偏转系统。一般讲,磁聚焦性能比静电聚焦性能好,可以得到较清晰的图象;但是磁偏转系统的响应速度不如静电偏转系统快,而且磁聚焦和偏转系统也比较笨重,因而高速摄影用的变象管大多是采用静电聚焦和偏转系统。在变象管中,由于可以用高压(例如数万伏的高压)加速光阴极发射的光电子,使每个光电子打在荧光屏上可产生上千个光子,因此虽然光阴极的量子效率一般不到10%,但荧光屏上光图象的亮度可以大于入射光强,光的放大作用可达到几百倍;如果采用多级串联的光电变换系统,还可以得到更大的光放大倍数。此外,变象管的光阴极对从近红外到紫外或X光的宽广光谱范围的光都能响应,并转变成可见光的图象,这些都是变象管摄影机的突出优点,使得它在激光爆聚实验研究中获得广泛的应用。

图 4.1.6*b* 是一种静电式变象管结构的示意图。光阴极发出的光电子经聚焦系统聚焦和阳极加速后,穿过孔径光阑板的窗孔门入射到荧光屏上,形成加强了的可见光图象。孔径光阑板前有一对开关板起高速快门的作用。在不需要曝光时,可在开关板上加一定的电压,使光电子束偏转而不能穿过窗口,这时电子束被阻断,荧光屏上没有图象。而当需要曝光时,只要使开关板上的电压变化到使成象电子束偏转到恰好能穿过窗口,于是电子束就穿过窗口射到荧光屏上,从而荧光屏上就出现可见光的图象。在高速摄影应用时,通常是在开关板上加一高频的正弦变化电压,以使高速地通断光电子束,其高速开关原理如图 4.1.7 所示。图 4.1.7*a* 是表示加在开关板上的电压波形,当正弦变化电压通过零点附近时,即图中的AB、CD、…部分,快门开通,使荧光屏出现图象。由图可见,电压每变化一个周期,荧光屏有两次曝光。但由于在快门开通的时间内,开关板上的电压是在变化的,因而荧光屏上象的位置也将变化,就会使象变模糊了。为了克服这一问题,在孔径光阑板之后加了一对补偿板,其取向与开关板一致,并在其上加一与开关板上电压同频率的正弦电压,但它们之间有一个相位差,如图 4.1.7*b* 所示。这个相位差应使在快门开通时间内开关板和补偿板上电压的变化趋势相反,以便使开关板电压引起象的移动正好被补偿板电压

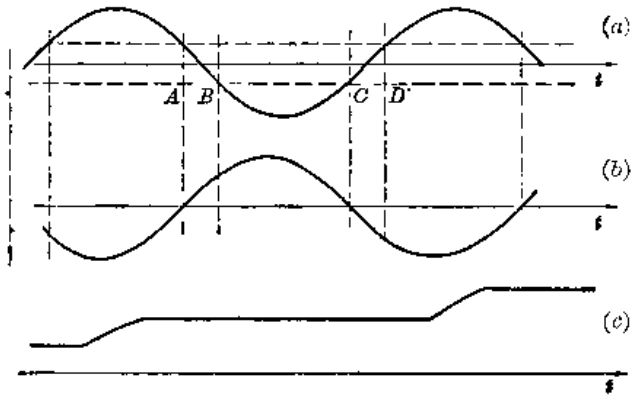


图 4.1.7 变象管摄影机开关板、补偿板、偏转板电压波形

引起的移动所补偿。这样，只要适当地调整开关板和补偿板电压的幅度，并使每次的曝光时间只占半个周期的1/5，则就可以使象基本上不动。同时，由图4.1.7*b*还可看到，在一个周期的两次补偿时间内(如AB和CD段)，它们的直流电平是不同的，这样就可以在一个周期内两次曝光成象在荧光屏的不同垂直位置上而不会重合在一起。补偿板后的水平偏转板是使不同周期曝光的象移动到荧光屏的不同水平位置上，为此它必须加上与开关板和补偿板电压同步的阶梯波电压(如图4.1.7*c*所示)，这样就能在荧光屏上得到多幅的图象。当然，变象管也可作扫描摄影机用，为此可先将物体成象于一个狭缝上，然后再成象于光阴极上。这时，就不再需要开关板、补偿板的振荡电压，只要在水平偏转板上加一锯齿波扫描电压，就可以在荧光屏上得到连续扫描的图象。

和前述的光学机械高速摄影机相类似，为了避免重复曝光，变象管摄影机也必须有高速辅助快门，当荧光屏照满图象后，它迅速地动作将光路切断。为了减少变象管的暗电流本底，最好是采用火花隙等高速开关将加速电压源(用来加速光电子的)短路。

此外，变象管相机对磁场是很敏感的，微小的磁场都会使电子运动轨道发生变化。因此，在有磁场的环境下应用时，必须仔细地进行磁屏蔽。

变象管摄影机除了上述的底片记录方式外，最近几年还发展了一种新的记录方式和处理系统，即采用具有模拟存储能力的高灵敏高分辨的硅靶增强管做摄象管，将荧光屏上的两维图象记录下来，它经"时间分析装置"处理变成一维的时序信号，再用模数转换加以数字化，然后由微处理机作信息处理，最后由监视器复现处理后的图象，这样就可以快速地获取所拍摄的图象。

§4.1.3 高速快门

快门在高速摄影机中起着十分重要的作用，按其用途基本上可分为两类：一类是高速通光快门，它用作主快门，以很高的速度打开和切断摄影机中光的通路，它的打开时间决定了底片的曝光时间，它的重复频率决定了拍摄频率。另一类是辅助快门，它包括用来在底片记录结束后将摄影机中的光路迅速切断以免底片重复曝光的高速快门，和用来防止底片在拍摄前后漏光的保护快门，它的通断速度要求低，但断路必须彻底。

在前述的光学机械摄影机中，往往其中的某些部件兼起通光主快门的作用。此外，在其它类型的高速摄影机中，还广泛使用了另外两种通光快门——电光快门和变象管快门。在上一节，我们已对变相管做了简单介绍，在本节我们将重点讨论电光快门的工作原理和性能。

电光快门是一种利用介质的电光学效应制成的通光快门。在高速摄影中，最常用的电光效应是克尔效应。所谓克尔效应就是某些透明介质(如二硫化碳、硝基苯、苯等)在强电场中会产生人为的光学各向异性现象，即它具有与单轴晶体相类似的光学性质(其感生的光轴方向平行于外加的电场方向)，使入射光在其内产生双折射现象。当线偏振光的电矢量与电场的方向成一角度并且波矢垂直于电场的话，则通过该介质时，该线偏振光将分解成寻常光和异常光分量，它们在介质中以不同的速度沿同一方向传播，并在离开该介质时，它们产生一定的相位差δ。该相位差δ与加在介质上的电场强度E的平方成正比，即

$$\delta = 2\pi BlE^2 \quad (\text{rad}), \tag{4.1.5}$$

式中B为介质的克尔系数，l为光通过介质的程长。利用这种效应可以做成电光快门。这种开关称为克尔效应电光快门，或简称为克尔盒快门。图4.1.8是一种克尔盒快门结构示

意图，它是由一个克尔盒和两个偏振片所组成。透明的克尔盒内装有克尔系数较大的介质（常用的介质是硝基苯、二硫化碳液体），并在两侧装有一对平行平板电极。两个偏振片分别放在克尔盒的两端，它们的偏振面互成 90° 角，并且与克尔盒的电场方向成 45° 角。这样，当克尔盒电极间不加电场时，任何沿着与平行电极平行的方向射入克尔盒的光束，都不能透过第二个偏振片；这时克尔盒就象一个关闭着的快门一样，起了截断光线的作用。当克尔盒的电极上加强大的电位势，致使通过它的线偏振光的寻常波和异常波分量产生 π 弧度的相位差时，则透过第一个偏振片的光束，在通过克尔盒后，其偏振面将产生 90° 旋转，从而与第二个偏振片的偏振面相重合，使该光束可以透过该偏振片。这时，就相当于快门打开。一旦克尔盒内的电场去除了，克尔盒内的液体立即恢复成各向同性的，快门又重新关闭。因此，如果所加的电场是一个很短的脉冲，快门就打开一个很短的瞬间。由于克尔效应介质的各向异性弛豫时间很短（如二硫化碳的弛豫时间是 2 ps），因此快门的打开时间基本上等于电场脉冲（即电压脉冲）的时间宽度，这样就可以得到很短的曝光时间。用这种电子学方法驱动的克尔盒快门的曝光时间最短可达到 10^{-10} 秒，曝光时间再缩短就很困难了，因它受到电压脉冲的上升时间的限制。要获得更短的曝光时间，就必须利用光驱动的克尔盒快门。由于激光脉冲能够产生每厘米几千万伏的强电场，因此利用锁模的超短激光脉冲所产生的电场来控制克尔盒，可以使曝光时间缩短到 10 ps，甚至更短。

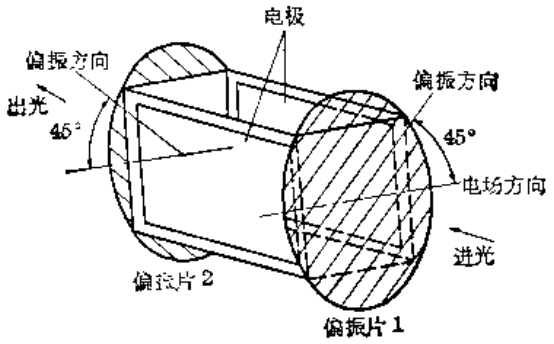


图 4.1.8 克尔盒快门结构示意图

由上述可见，克尔盒快门的显著优点是时间分辨率高，曝光时间可短达 10^{-11} 秒；而且，磁场对克尔盒快门没有影响，这对于磁约束等离子体诊断的应用来说，是非常有利的。其缺点是光通过克尔盒快门的损失很大，一般只有 10～20% 的透射率；而且其关闭时挡光不彻底，还会有少量的光通过，其开关的漏光比一般是 10^{-4}，最好也不小于 10^{-5}，因此还需要一个辅助快门以防止漏光；特别是在克尔盒快门关断后，被摄物体仍能发出强光时，就更需要有辅助快门。

常用的克尔效应介质除了硝基苯和二硫化碳液体外，还有一种商标为 "Kerrmax 1000" 的液体，它无色，而且克尔系数还比硝基苯高，已用于等离子体诊断中。此外，对于紫外光高速摄影，可用氯仿（三氯甲烷）作克尔效应介质，它可透过波长为 2500 Å 的紫外光。

还有一种和克尔效应类似的电光效应，称为普克耳效应，也可以用作电光快门。普克耳效应是指某些单轴晶体在强电场作用下产生的折射率各向异性的效应。普克耳效应晶体可以分为两类，一类是能产生纵向电光效应的晶体，它要求光束方向和外加电场方向均与晶体光轴同向，KDP 型晶体都属于这一类；另一类是能产生横向电光效应的晶体，它要求光束与晶轴同向，而外加电场方向与晶轴及光束方向相垂直，铌酸锂型晶体属于这一类。无论哪一类晶体，当线偏振光沿其晶轴方向传播时，由于外加电场的影响，其两个正交的偏振分量通过晶体后将产生一个与外加电场强度 E 成正比的相位差：

$$\theta=\frac{2\pi}{\lambda}n_0^3 rlE, \tag{4.1.6}$$

其中 λ 是入射光波长，n_0 为晶体不加外场时的寻常光折射率，l 为光束沿晶轴方向所通过的晶体长度，r 为晶体的普克耳系数。利用普克耳晶体做电光快门的安排与克尔盒快门相类似，只要用普克耳晶体代替克尔盒就行了。图 4.1.9 画出了用 KDP 晶体做普克耳盒的结构示意图，由于它是纵向普克耳效应晶体，其平行板电极是放在盒的两端，为使光能通过普克耳盒，电极中间必须留有透光孔。普克耳盒快门的性能与克尔盒快门的性能基本相近。

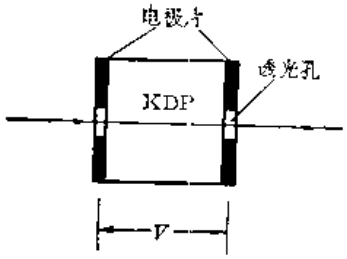


图 4.1.9 KDP 晶体普克耳盒

此外，还有一种所谓磁光快门，它的原理和电光快门基本相似，所不同的是它利用了法拉第效应，即当线偏振光沿磁场方向通过置于磁场中的各向同性介质时，其偏振面会发生旋转的现象。磁光快门的结构和电光快门也很类似，只要用法拉第旋转体代替克尔盒等就可以了。由于这种快门开关较慢，曝光持续时间在 $1\,\mu s$ 以上，同时通光效率比克尔盒快门还要低，一般只有 10%，因此，在高速摄影中很少应用。

在高速摄影中，电光快门主要用作高速的通光主快门。带有电光快门的高速摄影机可以有各种结构形式，图 4.1.10 是其中一种摄影机的原理图。从物体发出的光线射入物镜 1，并借助多面反射棱镜 2 分成若干束，每束光都各自经过克尔盒快门 3 并在底片 4 上成象。利用快速的电压脉冲可以依次打开这些快门，从而可以依次拍摄随时间变化的物象。这类摄影机的拍摄频率可达 10^8 幅/秒，曝光时间可达 10^{-10} 秒。其主要缺点是总的拍摄幅数少，而且由于反射镜分光，象会产生一定的视差。此外，还有一种方案是将物体发出的光分成若干束，并使它们通过不同的光程后，以稍许不同的角度射入同一克尔盒快门，最后在各自的底片上成象。这样就可以用一个极短的电压脉冲打开快门，使各底片同时曝光。但由于各束光的光程不同，各底片上的象是物体不同时刻的象，其时间间隔由光程差决定。这种相机的拍摄影频率可比前一种高，但其光路安排比较复杂。

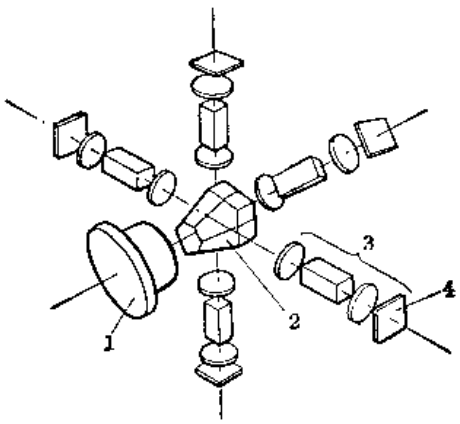


图 4.1.10 带克尔盒快门的摄影机原理图

1—入口物镜；2—反射棱镜；3—克尔盒快门；4—底片

电光快门也可以用作辅助快门，用来迅速切断摄影机的光路，以免底片重复成象。这时电光快门可以按另一种方式安排，使两个偏振片的偏振面彼此平行，并和克尔盒的电场方向成 45° 角。这样，当克尔盒不加电压脉冲时，快门是打开的，当加上适当幅度的电压脉冲后，它就关断。由于它关断的速度快，而且同步精度高，用做快速关断的辅助快门是很适宜的。

除了电光快门外，还有几种快门可用做快速切断光束的高速辅助快门。常用的有爆炸快门、利用全内反射现象构成的快门、以及电动快门等。爆炸快门是利用起爆雷管爆炸、或用大的冲击电流通过薄导体使之瞬时爆炸的方法，将放在摄影机光路中的透光平板玻璃或反射镜爆碎，或者使爆炸金属导体溅射到玻璃表面上，或者是用作反射面的金属镀层蒸发，从而使光不能透过玻璃板，或使光不再被反射镜所反射，而实现切断光路的目的。这类爆炸

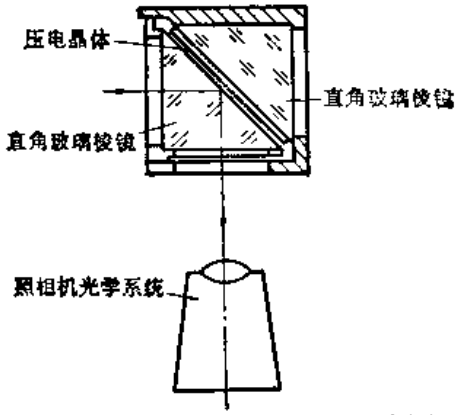


图 4.1.11 全内反射的快门示意图

快门能在 3～30 μs 的时间内切断有效孔径很大的光路，这是其优点；其缺点是它只能使用一次，在每次使用后必须换上新的爆炸快门。利用全内反射现象构成的快门如图 4.1.11 所示，它由两块直角玻璃棱镜所组成，彼此以长边为邻，其间隙为 1～6 个光波长。在这种间隙时，进入棱镜的光在其边界上会发生全反射，从而使光进入摄影机的光学系统中。在拍摄结束时，可利用专门的电装置使棱镜之间的间隙减小到 0.1 个光波长，使光全部透过第二个棱镜，而不能再射入摄影机中，从而使光路切断。这类快门的动作时间在 0.1～1μs 范围内，而且能重复使用，因而它比爆炸快门优越。此外，还有其它快门，这里就不一一介绍了。

§4.2 可见光的测量

§4.2.1 照相底片[11~15]

照相底片是一种应用十分广泛的光探测器，它是照相机的必不可少的重要部件，也是其它一些光学仪器（如摄谱仪等）的常用探测器。它的主要优点是能永久性地记录入射光，而且有极好的空间分辨能力，最好的分辨率可达到 1000 条线/毫米；而且，它可以存储极其大量的数据。此外，它不仅可用来记录可见光（包括近红外和近紫外光），而且还可以用来记录高能光子（X、γ 射线）以及其它高能粒子等。照相底片的主要缺点是它本身没有时间分辨能力，它只能记录入射光的积分光通量；而且，它的测量数据的处理比较复杂（特别是用于定量绝对测量时），不能即时获得所需的数据。此外，它的测量灵敏度及精度也不如光电探测器（见 § 4.2.2）。所以，它和光电探测器相比，各有优缺点，使用时应根据实际需要进行选择。

照相底片基本上是由乳胶层和基片所组成。乳胶层的主要成分是明胶和银的卤素化合物（简称卤化银）。卤化银是照相底片的感光物质，它以微晶体的形式均匀地悬浮在明胶中，根据底片品种和用途的不同，其微晶粒的直径在 0.02 微米至几微米范围内，其晶粒大小及其在乳胶层中的分布在一定程度上决定了底片的性能。卤化银晶体在其形成的过程中有微量的银析出，这些微量银质点集中在晶体的缺陷部分，形成所谓感光中心。卤化银在曝光后，感光中心不断吸附曝光后分解生成的银离子，生成中性的银原子，使感光中心扩大，形成稳定的显影中心，而许多的显影中心就组成所谓的潜影。在底片显影时，显影剂以显影中心为核心将其周围的卤化银还原成金属银，而形成黑点，这就是底片曝光后在其上所形成的物象。明胶在乳胶层中起保护胶体和粘合剂的作用，它使卤化银颗粒悬浮而不沉淀聚积，它是乳胶层的成膜物质。基片在照相底片中起乳胶层的支持体的作用，它应当是透明的，它可以是三醋酸纤维素脂和玻璃等。此外，为了扩大底片的感光光谱范围和增加灵敏度，还需添加某些色素和硫化物的增感剂。为了保护乳胶层不磨损，其表面还要涂上一层保护膜。

照相底片的主要技术指标是感光度、解相力、曝光特性和光谱响应特性等。我们知道照相底片曝光后，经显影加工，曝光的卤化银被还原为不透光的银颗粒，与未经曝光的底片相

比，其透光度明显地降低了。因此我们可以用下述透明度 T 或光学密度(或称黑度)D 来衡量底片的曝光量：

$$T=\frac{\text{透过底片的光通量}\ \Phi_t}{\text{入射的光通量}\ \Phi_0},\quad D=\log\frac{1}{T}。\tag{4.2.1}$$

底片所生成的黑度 D 与曝光时底片所接受的光照度 A 和曝光时间 t 有关，而且在一定的曝光时间范围内($10^{-5}\sim10^{2}$ s)，D 只与照度 A 和曝光时间 t 的乘积有关，而与 A 或 t 的具体数值无关，此规律称为底片曝光的互易律。它们的乘积 $H=At$ 称为曝光量。对于每一种底片，在满足互易律的范围内，底片的光学密度 D 与曝光量 H 之间有确定的关系，可用特性曲线来表示，称为底片的曝光特性。图 4.2.1 给出了一种中等灵敏度底片的典型的曝光特性曲线。由该曲线可以看到，在曝光量较小时，密度 D 几乎与 H 无关，这个近于常数的密度值 D_0，称为灰雾密度。这是未经曝光的底片在显影时产生的密度，它是由于少数不稳定的银盐被还原了。灰雾密度的存在影响底片可测的最小光能。曲线的中段表明 D 近似地与 $\log H$ 成正比，它是曝光正常区；而在曲线的上部，D 随 $\log H$ 的增长开始变得缓慢了，它是曝光过度区。特性曲线的斜率 $\dfrac{dD}{d(\log H)}$ 称为 γ 值，图 4.2.1 中用虚线画出了特性曲线不同部分的 γ 值。由图可见，在特性曲线中部(即曝光正常区)，γ 值达到最大 γ_{max} 并保持为常数，该 γ_{max} 值称为底片的反差系数，它表示影象的明暗对比度(即反差)与被摄物体反差之比。故反差系数近于 1 时，底片所拍摄得的影象的明暗比例和景物一致。定量测量用的底片通常都要工作在曝光正常区。

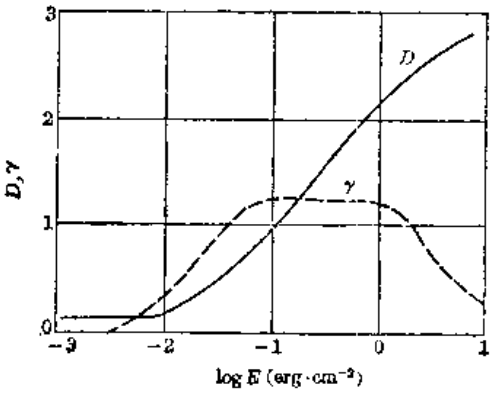


图 4.2.1 底片的曝光特性曲线

底片的感光度是表示底片感光灵敏度或感光速度的参数，它是用使底片达到某一密度 D 所需要的曝光量的大小来量度的。目前，国际上对底片的感光度有不同的标度方法，我国是采用“定(DIN)”制，它定义为

$$s=10\log\left(\frac{1}{H_{D_0+0.1}}\right),\tag{4.2.2}$$

其中 $H_{D_0+0.1}$ 代表要使底片密度达 $D_0+0.1$ 所需的曝光量(单位为 lx·s)。根据这个定义，定数越高，底片的感光度越高，即底片越灵敏。由上述定义也可看到，感光度每增加 3 定，底片的感光速度就提高一倍，或达到同样密度所需曝光量减少一半。底片的另一个重要参数是解象力，它是表示底片记录景物细部的能力，即底片的空间分辨能力。它通常是用底片能分辨 1 mm 范围内等宽的黑白线条数来表示，一般的光谱干板的分辨率为 50～100 条/mm，超高分辨的干板可达 1000 条/mm。

底片的上述特性参数，均与银盐晶粒的大小(粒度)有关。一般讲，底片的银盐粒度越大，其感光度越高，但反差系数小，解象力也差。表 4.2.1 比较了柯达公司生产的几种底片的感光度、反差系数及解象力与银盐粒度的关系。因此在使用照相底片记录时，应注意根据拍摄条件和要求，选用适当型号的底片。

照相底片对不同波长的光的曝光特性和感光度是不同的，此称为底片的光谱响应。目前，国内外均已生产出具有不同光谱灵敏度的底片，以适应不同光谱范围使用的要求。

表 4.2.1 照相底片性能与银盐粒度的关系

型 类	感光速度	银盐粒度	γ 值	解象力(线/毫米)
I 型	高 速	粗 大	1.3	30
II 型	较高速	粗	2.2	75
III 型	中 速	较 细	3.0	95
IV 型	低 速	细	4.1	120
V 型	极低速	极 细	4.5	160
548 型	特别低速	特别细致	6.5	500
649 型	特别低速	特别细致	6.5	1000

图 4.2.2 画出了柯达公司生产的几种型号底片的光谱灵敏度曲线，图中纵坐标 E 定义为底片产生密度为 $D=D_0+0.6$ 时所需的曝光能量 erg·cm^{-2}。由图可见，I-M 型和 I-Z 型底片可用于近红外区，但是它对可见光却是不灵敏的。

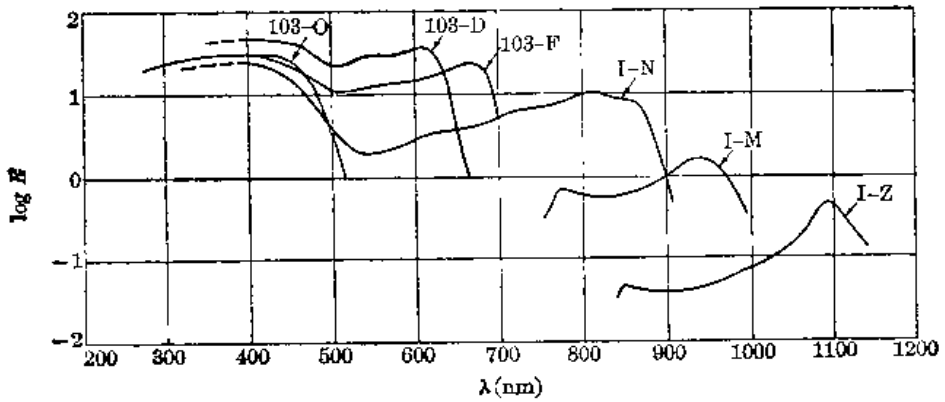


图 4.2.2 几种型号照相底片的光谱响应曲线

在光谱的定量测量中，可以利用测微光度计测量底片的密度 D，然后再根据该底片的光谱响应曲线及曝光特性曲线，就可以求出不同波长的光相应的能量，这样就可以推算出入射光的光谱强度。但这里要注意，应用曝光特性曲线的前提是，底片曝光条件必须满足互易律。所以在定量测量时，必须事先检验是否满足互易律条件，若不满足，必须做适当的修正。图 4.2.3 的曲线表示当曝光时间不同时，为得到同样的密度时所需要的光能的变化趋势，由图可以看到，曝光时间过长或过短，所需的光能都要比正常曝光时（符合互易律）所需的大些。

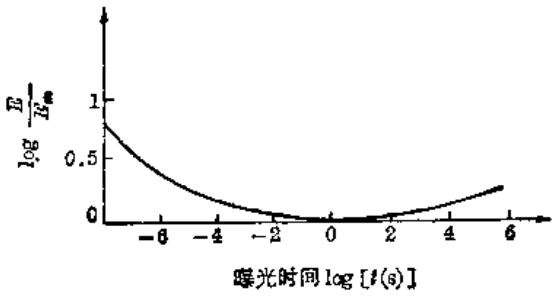


图 4.2.3 曝光时间对曝光特性的影响

此外，为精确地进行定量测量，必须严格处理底片的显影过程，否则的话，它也会产生较大的测量误差。

此外，即使底片完全均匀地曝光，而且其它一切条件都相同，底片密度的测量也会有一定的偏差，这是由底片曝光过程的统计性质决定的。根据统计理论，在面积为 A 的底片上测得的平均密度 D 的均方根相对偏差，与银盐晶粒直径 d 的平方根成正比，而与 $\sqrt{AD}$ 成反比，即

$$\frac{\sqrt{\overline{\Delta D^2}}}{D}=\sqrt{\frac{d}{2AD}}, \tag{4.2.3}$$

或

$$\delta_D=\sqrt{\overline{\Delta D^2}}=\left(\frac{Dd}{2A}\right)^{1/2}=G(D)A^{1/2}。\qquad(4.2.3')$$

这表明密度的均方根偏差 δ_D 与 $\sqrt{D}$ 成正比，但实际上测得的 δ_D 并不是严格地与 $\sqrt{D}$ 成正比，而是如图4.2.4所示(图中实线是实验曲线，虚线是理论直线)。只要我们测出了 δ_D 与 D 的关系曲线，我们就可以求出由密度涨落所引起的曝光量或光入射能量 E 测量的统计偏差：

$$\frac{\delta E}{E}=\frac{2.3\delta_D}{\gamma}=\frac{2.3G(D)}{\gamma\sqrt{A}},\qquad(4.2.4)$$

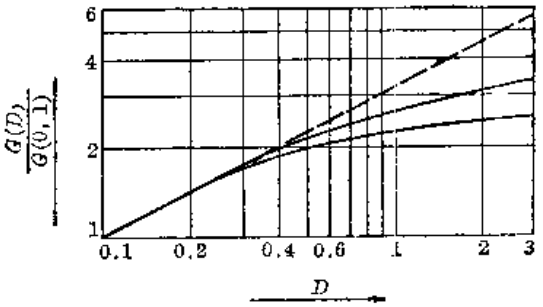


图 4.2.4 底片密度的统计偏差 δD 与 D 的关系

式中 $\gamma=\frac{dD}{d\log E}$。这个误差是不可避免的，它将成为用底片进行弱光测量的重要限制因素。由此可决定底片可测的最小入射光能量。

§4.2.2 光电二极管和光电倍增管[16~19]

在可见光探测中，光电二极管和光电倍增管是应用得十分广泛的两种光电探测器，它们都是利用金属或半导体表面的光电子发射效应来探测光子的。光电二极管的结构很简单，它主要由光阴极和阳极所组成，并装在抽真空的玻璃管中。在使用时，阳极和光阴极之间加有一定的正偏压。由于光阴极是由脱出功较低的金属或半导体材料制成的，故当有一束光射到光阴极表面上，并且其光子能量大于阴极的脱出功时，其表面就会向周围空间发射出数目与入射光通量成正比的光电子，这些光电子在阳-阴极间电场作用下向阳极运动，并被阳极所收集。而且只要阳极对阴极的电压足够高，则阳极就能完全收集光电子，从而阳极输出电流与阳极电压无关，而且与入射的光子通量成正比，此时阳极输出电流称为饱和电流。这种光电管使用起来是十分简便的。不过，除了入射光较强的情况外，一般它的输出电流是很微弱的，需要用弱电流的放大和测量仪器测量其输出电流；此外，它的信噪比很差，难以作为灵敏的光探测器。但是，它的时间响应很快，可达毫微秒量级，特殊设计的光电管的响应时间甚至可短达微微秒量级。另外还有一种光电二极管，管内充有少量的特种惰性气体，使气体产生一定的电流放大作用。这时它的输出电流将随电压而增加。一般它的工作电压在100～200伏，气体放大倍数约为10倍左右。充气光电二极管由于存在运动较缓慢的重离子，其响应速度要慢得多，因而在等离子体诊断中一般很少应用它。

光电倍增管除了有光阴极和阳极外，在它们之间还加了一组二次电子倍增极(简称为倍增极，亦称为打拿极)，这些倍增极是由具有二次电子发射特性的材料所组成的。图4.2.5给出了常用的两种光电倍增管的结构示意图，它们的光阴极都是蒸镀在玻璃壳内表面而形成很薄的透射式光阴极；还有一种光阴极是反射式的，入射光及其所产生的光电子都在光阴极表面的同一侧。在使用时，在各个电极上加上从光阴极到各个倍增极再到阳极依次递增的不同电位。当光束入射在光阴极上时，光阴极发射的光电子在阴极和第一倍增极 D_1 间的电场作用下加速并打到 D_1 上，每个电子在其上产生 δ_1 个二次电子；这些电子又在 D_1 和第二个倍增极 D_2 间的电场作用下加速并打到 D_2 极上，并又产生 δ_2 倍的倍增电子。电子在每个倍增极上这样不断地倍增下去，最后在阳极上就收集到大大倍增了的电子电流。其放

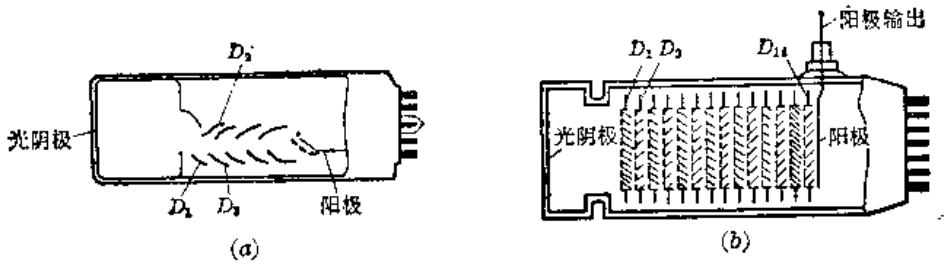


图 4.2.5 光电倍增管结构示意图

(a) 聚焦结构; (b) 百页窗式(非聚焦结构)

大倍数近似为

$$M=\delta_1\cdot\delta_2\cdot\cdots\cdot\delta_n\simeq\delta^n, \tag{4.2.5}$$

式中 n 为倍增极的数目，δ 为倍增极的二次电子倍增系数，在后一近似式中已假定每个倍增极的二次倍增系数近似相等。显然，δ 必须大于 1 才能得到电子倍增，而且 δ 和 n 越大，放大倍数也越大。表 4.2.2 列出了几种常用的倍增极材料及其特性。此外，近来还发现某些 III-V 族半导体材料(如 GaP)具有更大的倍增系数，可做成性能十分良好的倍增系统。一般光电倍增管的倍增极数目为 8～14 个，其放大倍数大致在 10^5～10^8 范围。

表 4.2.2 几种倍增极材料的特性

材料名称	δ(当压降为 100V)	光电发射	温度稳定范围	对空气稳定性
Ag-O-Cs	～4	很大	≤50°C	不稳定
Sb-Cs	～3	很大	≤50°C	不稳定
Cu-Be	1.5～2	～0	≤400°C	稳定
Ag-Mg	～2.5	～0	≤400°C	稳定

由上述可知，无论光电二极管还是光电倍增管，光阴极都是它们的关键部件。为了适应各种光电探测的需要，现已研制和生产了多种的光阴极材料，除了早期常用的 Cs-Sb、Ag-O-Cs 外，后来又先后发展了双碱阴极材料 K-Cs-Sb、K-Na-Sb，多碱阴极材料 Na-K-Cs-Sb，以及 III-V 族化合物半导体光阴极材料 Ga-As、Ga-In-As、Ga-As-P 等。由于光电效应要求入射光子能量大于阴极材料的脱出功，所以光阴极材料基本上决定了光电管和光电倍增管光谱响应范围的长波限。而光电效应原则上不存在短波限，所以光电管和光电倍增管光谱响应的短波限基本上是由窗材料的透射特性确定的(对于透射式光阴极，在某些情况下是由光阴极的厚度决定的)。因此，国际上已将各种光阴极及窗材料组合的光谱响应特性标准化，命名为 S-1, S-2, …, S-20 等。表 4.2.3 列出了 S 系列光阴极及窗材料组合及其它组合的特性，使用时应根据实际需要加以选择。

以下我们讨论光电管和光电倍增管的主要特性参数。

阴极灵敏度 S 和量子效率 Q 量子效率 Q 是表示每一个光子入射到光阴极上所平均产生的光电子数；而阴极灵敏度 S 是表示每一瓦光能照射到光阴极上时所平均产生的光电子电流，它通常是以 A/W 为单位。对于频率为 f 的单色光，S 与 Q 的关系为

$$S=\frac{Qe}{hf}=2.56\times10^{14}Qf^{-1}\quad(\mathrm{A/W})。 \tag{4.2.6}$$

S 和 Q 一般都是与波长有关的，图 4.2.6 给出了几种光阴极和窗材料组合的 Q 值与波长的

表 4.2.3 各种光阴极及窗材料组合及其特性

光谱响应编号	光阴极材料	窗材料	白光灵敏度 (μA/lm)	峰值响应波长 λ_{max}(Å)	峰值灵敏度 S(mA/W)	在 λ_{max} 处的量子效率 (%)	室温(25°C)下暗电流×10^{-15} (A/cm^2)
S-1	Ag-O-Cs	石灰玻璃	30	8000	2.8	0.43	900
S-3	Ag-O-Rb	石灰玻璃	6.5	4200	1.8	0.53	—
S-4	Cs-Sb	石灰玻璃	40	4000	40	12.4	0.2
S-5	Cs-Sb	9741 玻璃	40	3400	50	18.2	0.3
S-8	Cs-Bi	石灰玻璃	3	3650	2.3	0.78	0.13
S-9	Cs-Sb	7052 玻璃	30	4800	20.5	5.3	0.3
S-10	Ag-Bi-O-Cs	石灰玻璃	40	4500	20	5.5	70
S-11	Cs-Sb	石灰玻璃	70	4400	56	15.7	3
S-13	Cs-Sb	熔凝石英	60	4400	48	13.5	4
S-17	Cs-Sb	石灰玻璃	125	4900	83	21	1.2
S-19	Cs-Sb	熔凝石英	40	3300	65	24.4	0.3
S-20	Na-K-Cs-Sb	石灰玻璃	150	4200	64	18.8	0.3
S-21	Cs-Sb	9741 玻璃	30	4400	23.5	6.6	4
S-23	Rb-Te	熔凝石英	—	2400	4	2	0.001
S-24	K-Na-Sb	7056 玻璃	45	3800	67	21.8	0.0003
S-25	Na-K-Cs-Sb	石灰玻璃	200	4200	43	12.7	1
	Na-K-Cs-Sb	石灰玻璃	300	5300	89	20.8	—
	Na-K-Cs-Sb	7740 派勒克斯玻璃	65	2650	97	31	0.4
	K-Cs-Sb	石灰玻璃	67	4000	79	24.5	0.02
	K-Cs Sb	石灰玻璃	65	4000	54	17	—
	Cs-Te	熔凝石英	—	2500	15	7.4	—
	Ga-As	9741 玻璃	300	8300	68	10	0.1
	Ga-As-P	9741 玻璃	160	4000	45	14	0.01
	Ga-In-As	9741 玻璃	100	4000	57	17.6	—
	Cs_2Te		—	2500	15	7.4	—
	CsI		—	1200	24	24	—
	CuI		—	1500	13	13	—

关系曲线(也称为光阴极的光谱响应特性曲线)。在可见光范围内,灵敏度还常用白光灵敏度表示,即用标准白光源(色温为 2870K 的钨丝灯)照射光阴极时,每一流明(lm)光通量所产生的光电子电流,其单位为 μA/lm。

阴极暗电流 这里指在完全没有光入射的情况下,光阴极所发射的电流,它主要来自光阴极的热电子发射(对于光电倍增管还应包括倍增极的热电子发射,这时暗电流是折合的阴极暗电流)。降低其温度可以减小这种暗电流,图 4.2.7 图示地说明了光阴极暗流随温度变化的情况。此外,管内绝缘材料的漏电,管壳和管座由于潮湿、不清洁而引起的漏电,宇宙线辐射,玻璃中天然放射性同位素(如 K^{40} 等)产生的射线等,都会引起暗电流。所以,使用时应注意保持管座干燥、清洁,以免漏电,并选用不含放射性同位素的材料做管壳。

噪声 光电管和光电倍增管用于弱光测量的主要限制在于噪声。光电管的噪声源主要是负载电阻 R_L 的噪声,正如第一章所述,它是一种白噪声(即噪声频谱分布与频率无关),其噪声电流为

$$i_J=\left(\frac{4kT\Delta f}{R_L}\right)^{1/2}, \tag{4.2.7}$$

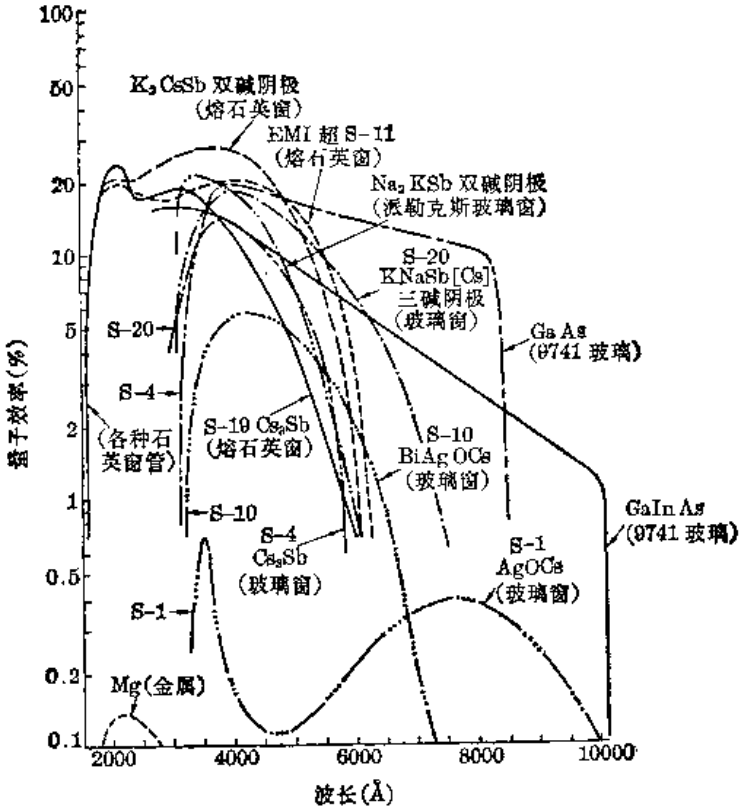


图 4.2.6 各种光阴极和窗材料组合的谱响应曲线

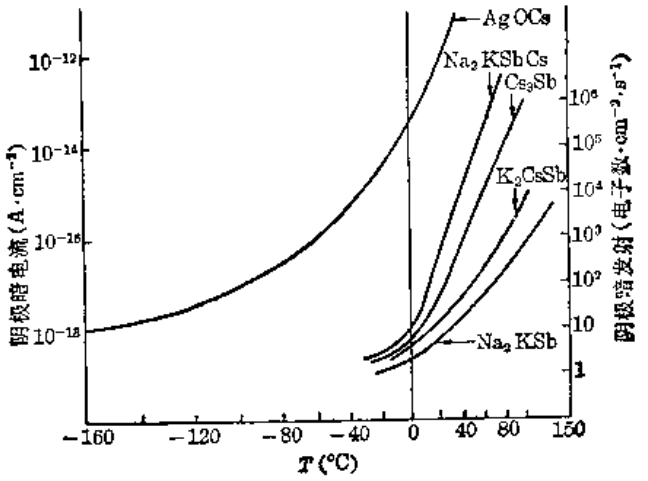


图 4.2.7 光电倍增管阴极暗电流的温度效应

式中 Δf 为频带宽度。对于直流光信号，如果测量时间为 t，则可近似取 $\Delta f=\frac{1}{2t}$。若入射光通量为 W，灵敏度为 S，那么其信噪比为

$$\gamma=\frac{SW}{\left(\frac{4kT}{R_L}\cdot\frac{1}{2t}\right)^{1/2}}; \tag{4.2.8}$$

若取 $\gamma=10$ 为可测的最小信噪比，则光电管可测的最小光通量为

$$W_{\min}=\frac{10}{S}\sqrt{\frac{2kT}{R_Lt}}\simeq 9.1\times10^{-10}\,\frac{1}{S\sqrt{R_Lt}}\quad(\mathrm{W}), \tag{4.2.9}$$

上式最后一个式子中的数值因子是按 $T=300\,\mathrm{K}$ 计算的。由此可见，加大负载电阻 R_L，可

使 W_{min} 降低。但当用于快变化的光信号测量时，R_L 不能太大，因为光电管输出端不可避免地存在着分布电容，它与负载电阻一起形成积分回路，当其积分时间常数 RC 大于光信号变化的特征时间时，将使波形失真。因此 R 值必需适当选择。

光电倍增管由于有内部电流放大作用，其阳极灵敏度 S_a 是阴极灵敏度 S_c 与放大倍数 M 的乘积，因而其信噪比将大大提高。在这种情况下，负载电阻的热噪声不起主要作用。其主要的噪声源是散粒噪声，即由于光电子发射固有的统计起伏所引起的噪声。光电倍增管输出端(即阳极)的均方根散粒噪声电流为

$$i_s^a = M\left[2e(I+I_d)\Delta f\,\frac{\delta}{\delta-1}\right]^{1/2}, \tag{4.2.10}$$

式中 I 为光阴极信号电流，I_d 为阴极暗电流，δ 为倍增极的倍增系数。上式是在假定二次倍增过程按泊松统计分布以及各极的倍增系数是相同的前提下得出的。光电倍增管的信噪比为

$$\gamma=\frac{S_cW}{\left[2e(S_cW+I_d)\Delta f\,\frac{\delta}{\delta-1}\right]^{1/2}}\simeq\frac{S_cW}{\left[e(S_cW+I_d)\frac{\delta}{\delta-1}\,\frac{1}{t}\right]^{1/2}}, \tag{4.2.10'}$$

式中 t 为测量时间。解此方程得

$$W=\frac{\gamma^2e}{2S_ct}\left(\frac{\delta}{\delta-1}\right)\left[1+\sqrt{1+\frac{4t}{\gamma^2e}\left(\frac{\delta-1}{\delta}\right)I_d}\right]。 \tag{4.2.11}$$

若用典型的数据 $S_c=0.05$，$\delta=3$ 代入上式，并令可测的最小信噪比 $\gamma_{min}=10$，则可得到典型的光电倍增管的最小可测光通量为

$$W_{min}\simeq\frac{2.4\times10^{-16}}{t}[1+\sqrt{1+1.66\times10^{17}tI_d}]\quad(\mathrm{W})。 \tag{4.2.12}$$

将上式与(4.2.9)式比较可以看到，光电倍增管的最小可测光通量比光电管小很多，这是光电倍增管的突出优点。从(4.2.12)式还可看到，当测量时间比较长时，I_d 将成为弱光测量的主要障碍，为提高光电倍增管用于弱光测量的性能，必须努力减小阴极暗电流，目前好的光电倍增管在低温下阴极暗电流最小可达每秒几个电子。但在快速光脉冲测量中，平均的暗电流 I_d 基本上不起作用。

时间响应 真空光电管和光电倍增管的信号都是由阳极收集光电子或二次倍增电子而形成的，因而它们的时间分辨率主要都是取决于电子渡越时间(从阴极到阳极)的涨落，它是由电子初速度的大小和方向、以及运动轨迹的不同所造成的。真空光电管由于电子飞行路程短，而且有加速电场，故使电子渡越时间的涨落可以很小，因而其响应时间快，特制的快速光电管的时间分辨率可达亚毫微秒量级。光电倍增管中虽然电子的飞行路程较长，造成阳极输出脉冲相对于输入光脉冲有一定的滞后时间(一般约为 30～60 ns)，但它使用电压比较高，且采取特殊的电子光学设计，使其时间分辨率也很好，其分辨时间与管子的结构和使用电压有关。一般讲，聚焦式结构的分辨时间比非聚焦式的短；而且使用电压越高，分辨时间也越短。光电倍增管的分辨时间一般在十毫微秒量级，快的光电倍增管的分辨时间可短达 1 毫微秒。

以下我们简单地讨论一下使用光电倍增管时应注意的几个问题。光电倍增管各电极间的电压是用串联电阻分压的办法供给的，如图 4.2.8 所示，其中 R_1、R_2、…、R_n 是分压电阻，由一个高压电源供电，总的电源电压一般在 1000～2000 V 范围内，由所用的管子的型号及

所需增益决定；由于各倍增极的倍增系数 δ 与所加电压有关，因而可以通过改变总的外加电压来调节总放大倍数。图 4.2.9 是一种光电倍增管的放大倍数 M 随高压 V 的变化曲线。若假定各倍增极的倍增系数 δ 都相同，且与 V 成正比，则由(4.2.5)式可求得

$$\frac{dM}{M}=n\frac{d\delta}{\delta}=n\frac{dV}{V}。\qquad(4.2.13)$$

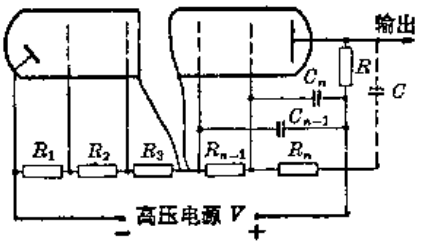


图 4.2.8 光电倍增管的供电电路

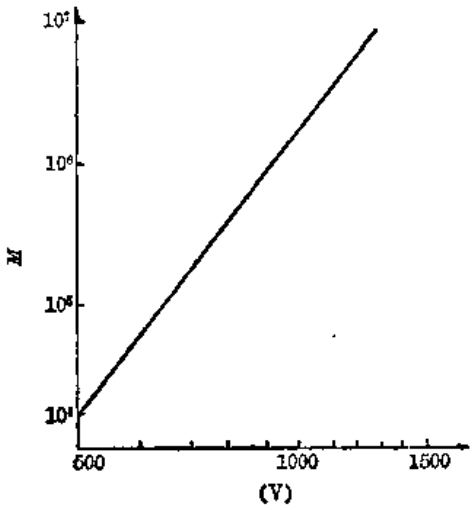


图 4.2.9 光电倍增管放大倍数与工作电压的关系

由此可见，放大倍数的相对变化是工作电压的相对变化的 n 倍。如果我们要求放大倍数的稳定性好于 1%，且假定倍增极数目为 $n=10$，则要求供电电源的电压稳定性好于 0.1%。因此，光电倍增管供电用的高压电源要求是高稳定的。高压电源流经分压电阻的工作电流主要由倍增管的输出信号电流决定，由于信号电流也流经分压电阻，则为了避免它对倍增极工作电压的影响，一般要求流经分压电阻的工作电流大于阳极最大输出信号的平均电流的十倍以上。当然，工作电流也不宜过大，因过大的工作电流要求高压电源输出功率也较大，而且分压电阻耗散的功率也会增大，从而使管子加热(因这些分压电阻通常就焊在管座上)，这会引起暗电流的增加，并可能改变放大性能，这也是不利的。

光电倍增管的阳极输出电流和入射光强在很大范围内有很好的线性关系。它的最大平均信号电流主要是受阳极和最后几个倍增极的发热的限制，其极限值一般为 0.1～10 mA。用于脉冲光测量时，脉冲电流瞬时幅度可以大很多，其极限电流主要受最后几个倍增极的空间电荷效应的限制，一些强流光电倍增管的瞬时电流幅度可允许达 10 A 以上。此外，用于脉冲测量时，为了避免大的瞬时电流影响倍增极间电压分布，需在最后几个倍增极之间并联较大的滤波电容，如图 4.2.8 中的电容 C_n、C_{n-1}、… 等，以保持极间电压基本稳定。最后，还必须注意磁场对光电倍增管的工作性能有很大的影响，尤其是聚焦式结构的管子磁场的影响更显著，因此在有磁场的环境中使用时，必须采取磁屏蔽措施。

§4.3 红外光的探测[20～37]

在等离子体的韧致辐射和电子回旋辐射中，包含有大量的近红外和远红外成分的辐射；此外，在等离子体诊断中，常常利用红外乃至远红外的激光束，作为探针进行诊断。通过对等离子体发出的红外（特别是远红外）辐射以及红外探针束的探测和谱分析，可以获得许多十分有用的等离子体参数(如电子密度、电子温度、离子温度、等离子体内部磁场分布等)，因此，红外光的探测是等离子体诊断中十分重要的一种技术。

红外辐射通常是指从可见光的红端到毫米波的宽广波长范围的电磁辐射。由于它的光子能量较低，各种对可见光灵敏的探测元件，对红外光都不灵敏了，因此必须利用对红外辐射灵敏(即对低能光子灵敏)的效应来探测红外光。但与此相应地，各种探测器噪声、以及环境的本底辐射所产生的噪声也较严重，它将成为红外光测量的特殊问题。

本节将简单地介绍衡量红外探测器质量的特性参数，以及各种红外探测器的工作原理，以便能够根据诊断工作的要求，合理地选用有关的探测器。最后将简单地介绍与红外光传输有关的红外光学材料。

§4.3.1 红外探测器的特性参数

为了便于比较红外探测器的性能，需要定义一些特性参数来描述探测器的质量。对于红外探测器，主要有以下几种参数。

响应率 探测器的输出信号电压(或电流)与输入的辐射功率之比，称为响应率。为了便于测量，并避免探测器噪声和背景辐射的影响，通常输入的红外辐射功率都是经过调制的，而上述的输出信号电压和输入的辐射功率，都是指调制成某一正弦频率分量的均方根值和平均值。此外，探测器的输出电压(或电流)通常是与入射辐射波长 λ、探测器面积及入射的辐射照度、调制频率 f 有关的(注意现在 f 代表调制频率而不是光的频率)。因此，在说明红外探测器的响应率时，必须标明其测量条件，特别是必须标明入射辐射波长 λ、或黑体辐射源的黑体温度 T(在测试红外探测器性能时，常用黑体辐射源进行测试)，以及正弦调制频率 f。这样，响应率就可以表示为

$$R_T(T, f)=\frac{s}{W_T}=\frac{s}{\mathscr{H}_T A_D}\quad (\mathrm{V\cdot W^{-1}}或\ \mathrm{A\cdot W^{-1}}),\tag{4.3.1}$$

或

$$R_\lambda(\lambda, f)=\frac{s}{W_\lambda}=\frac{s}{\mathscr{H}_\lambda A_D},\tag{4.3.1'}$$

式中 s 代表输出信号电压(或电流)，W_T 是照射到面积为 A_D 的探测器上的辐射功率，其辐射谱相当于温度为 T 的黑体辐射谱，W_λ 是波长为 λ 的单色辐射功率，$\mathscr{H}$ 为相应的入射辐射照度。通常称 R_T 为黑体辐射的响应率，它实际上是积分响应率；而称 R_λ 为谱响应率，它是入射辐射波长 λ 的函数。在红外探测器中，有两种典型的谱响应率曲线。一类谱响应率在一定波长范围内是常数，与入射波长无关，如图 4.3.1 曲线(1)所示；热探测器的谱响应率都属于这一类。另一类谱响应率是随波长的增大而增大，达到一个最大的谱响应率后，它又随波长的增长而迅速下降，如图 4.3.1 曲线(2)所示；通常把在峰值响应率的长波侧响应率下降到峰值一半时的波长，称为截止波长 λ_c，它也称为探测器谱响应的长波限，光子探测器的谱响应率都属于这一类(见下节)。

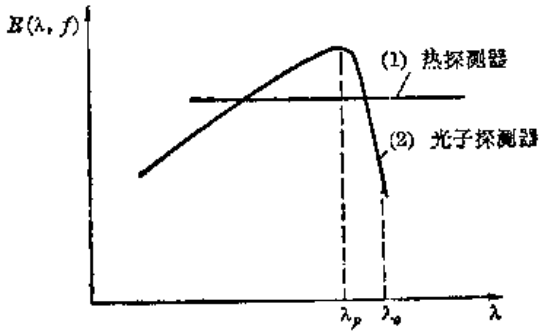


图 4.3.1 谱响应率曲线

噪声等效功率 NEP 在测试探测器的性能时，我们可以看到，即使没有红外辐射输入时，探测器仍有输出信号，这就是探测器的噪声。探测器可测的最小辐射功率常受噪声的限制。在红外探测器中，常用噪声等效功率 NEP 或 W_N 来表示探测器可测的最小辐射功率的极限。它定义为在单位通频带宽下探测器产生的均方根信号电压(或电流)等于探测器的

均方根噪声电压(或电流)时,入射到探测器上的平均辐射功率,即

$$NEP=W_{N,T}(T,\ f)=\frac{N/(\Delta f)^{1/2}}{R_T}=\frac{N}{s(\Delta f)^{1/2}}W_T\quad(\mathrm{W\cdot Hz^{-1/2}}),\tag{4.3.2}$$

或

$$W_{N,\lambda}(\lambda,\ f)=\frac{N/(\Delta f)^{1/2}}{R_\lambda}=\frac{N}{s(\Delta f)^{1/2}}W_\lambda,\tag{4.3.2'}$$

式中 N 是当中心频率为 f、带宽为 Δf 时的均方根噪声电压。因为对于白噪声噪声电压 N 与带宽的平方根 $\sqrt{\Delta f}$ 成正比,因而 $\frac{N}{(\Delta f)^{1/2}}$ 是单位带宽的噪声电压。上式表明 NEP 值越小,探测器的探测灵敏度越高。

探测率 D^* 由上述定义可以看到,噪声等效功率 NEP 是表示红外探测器可测最小辐射功率,它基本上能表示出探测器的性能。但是,由于噪声的统计性质,大多数的红外探测器的均方根噪声电压 N 与探测器的面积的平方根 $\sqrt{A_D}$ 成正比,而信号电压 s 与面积无关,因而同样材料制成的红外探测器的 NEP 与 $\sqrt{A_D}$ 成反比。这样,在评定各种探测器的性能时,利用 NEP 值进行比较,就不太方便了。为便于比较探测面积不同的各种探测器的性能,又常采用新的特性参数——探测率 D^* 来表征,它定义为

$$\begin{aligned}D_T^*(T,\ f)&\equiv\frac{A_D^{1/2}}{NEP(T,\ f)}=\frac{(A_D\Delta f)^{1/2}}{W_T(T,\ f)}\frac{s(T,\ f)}{N(f,\ \Delta f)}\\&=\frac{R_T(T,\ f)}{N(f,\ \Delta f)}(A_D\Delta f)^{1/2},\end{aligned}\tag{4.3.3}$$

或

$$\begin{aligned}D_\lambda^*(\lambda,\ f)&\equiv\frac{A_D^{1/2}}{NEP(\lambda,\ f)}=\frac{(A_D\Delta f)^{1/2}}{W_\lambda(\lambda,\ f)}\frac{s(\lambda,\ f)}{N(f,\ \Delta f)}\\&=\frac{R_\lambda(\lambda,\ f)}{N(f,\ \Delta f)}(A_D\Delta f)^{1/2}。\end{aligned}\tag{4.3.3'}$$

从上式可以看到,D^* 实质上是当单位功率的红外辐射入射在具有单位探测面积的探测器上时,所能获得的单位带宽的信噪比,所以它有时也称为归一化的探测率。由于 D^* 原则上讲与探测器的有效探测面积 A_D 及测量频带宽度 Δf 无关,而且它的数值越大,表明探测器的性能越好,因此,利用它来比较各种探测器的性能是很方便的。同样地,$D_T^*(T,\ f)$是表示探测器对温度为 T 的黑体辐射的探测率;而 $D_\lambda^*(\lambda,\ f)$是探测器对波长为 λ 的单色辐射源的探测率,它也称为谱探测率。由于 $D_\lambda^*(\lambda,\ f)$与 $R_\lambda(\lambda,\ f)$成正比,且热探测器的 $R_\lambda(\lambda,\ f)$与波长无关,故热探测器的 $D_\lambda^*(\lambda,\ f)$也与波长无关;而光子探测器的 $R_\lambda(\lambda,\ f)$值是波长的函数,所以它的 $D_\lambda^*(\lambda,\ f)$值也与波长有关。

从上述探测器特性参数的分析,我们可以看到,红外探测器的性能与探测系统输出的噪声电压(或电流)的大小密切相关。一般讲,红外探测器的主要噪声源有以下几种:(1)探测器本身所产生的噪声 N_D。在红外探测器中,除了存在第一章所述的一般电子器件中所存在的热噪声、散粒噪声和 $1/f$ 噪声外,在用半导体材料制成的红外探测器中,还存在一种所谓载流子产生-复合噪声,它是由载流子的产生率和复合率的涨落所产生的噪声。(2)放大器及其它电子线路所产生的噪声 N_A。(3)探测器周围环境热辐射涨落所产生的噪声 N_B,常称它为背景噪声或辐射噪声。(4)被探测的信号辐射本身的涨落所产生的噪声 N_s,通常它比背景辐射涨落噪声小。由于这些噪声源是彼此独立无关的,故总噪声为

$$N=(N_D^2+N_A^2+N_B^2+N_s^2)^{1/2}。\tag{4.3.4}$$

在理想的探测器中，

$$N_B^2\gg N_D^2+N_A^2+N_s^2;\quad N\simeq N_B,$$

即背景噪声将成为理想的红外探测系统(包括放大器及其它电子仪器)的最低噪声极限，在这种极限条件下求得的探测率，称为理想的红外探测器的探测率极限。由于两类红外探测器——光子探测器和热探测器所利用的辐射效应是完全不同的，故它们所能达到的探测率极限也不相同。可以证明[24]，对于光子探测器，当它接收背景辐射的立体角(即视场)为2π，环境温度为T_B，探测器的有效探测面积为A_D时，则由探测器所吸收的背景辐射光子涨落的计算，可求得其探测率极限为

$$D_M^*(\lambda_p,\ f)=\frac{\lambda_p Q(\lambda_p)}{hc}\left\{\int_{\frac{hc}{\lambda_p}}^{\infty}d\nu\ \frac{4\pi Q(\nu)\nu^2\exp(h\nu/kT_B)}{c^2[\exp(h\nu/kT_B)-1]^2}\right\}^{-1/2},\tag{4.3.5}$$

式中ν为辐射频率，λ_p为探测器峰值响应率所对应的波长(这里已假定截止波长$\lambda_c=\lambda_p$)，$Q(\nu)$为探测器的量子效率。当$\frac{h\nu_p}{kT_B}\gg1$时，上式可简化为

$$D_M^*(\lambda_p,\ f)=\frac{\lambda_p Q(\lambda_p)}{hc(2\phi_B)^{1/2}},\tag{4.3.6}$$

式中

$$\phi_B\simeq\int_{\frac{hc}{\lambda_p}}^{\infty}\frac{2\pi\nu Q(\nu)}{c^2[\exp(h\nu/kT_B)-1]}d\nu\tag{4.3.7}$$

是背景辐射光子入射在单位面积探测器上，探测器每秒钟所产生的载流子的数目。如果假设在探测器响应的波长范围内，$Q(\nu)=1$，则ϕ_B也就是单位面积探测器每秒所吸收的光子数，由(4.3.7)式可求出ϕ_B与T_B及λ_p的关系，如图4.3.2所示；将该计算值代入(4.3.6)式，就可求得理想光子探测器在峰值响应率波长λ_p下的探测率极限$D_M^*(\lambda_p,\ f)$，图4.3.3是令$T_B=300$K、$Q(\nu)=1$时由(4.3.6)式计算得到的$D_M^*(\lambda_p,\ f)$与λ_p的关系曲线。同样地，对于热探测器，当假定探测器只是通过辐射与周围环境交换热量(即认为它们之间没有传导和对流传热)，且探测器与环境温度处于热平衡状态，则由背景辐射功率涨落可求得其探测率极限为

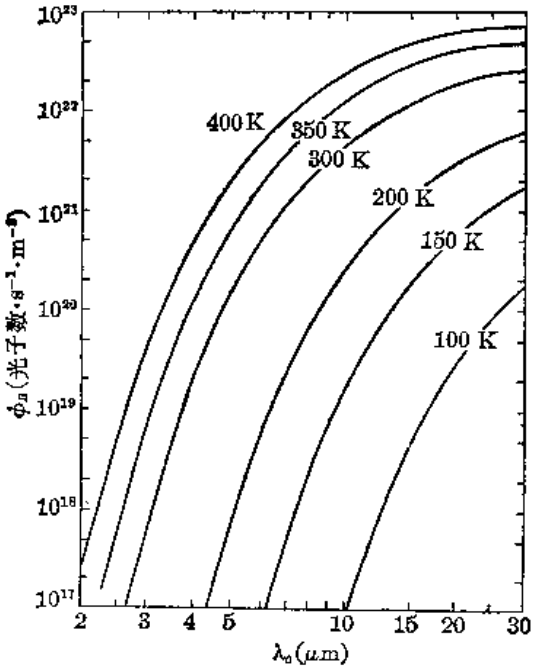


图4.3.2 ϕ_B与截止波长、环境温度T_B的关系曲线
(假定$Q(\nu)=1$)

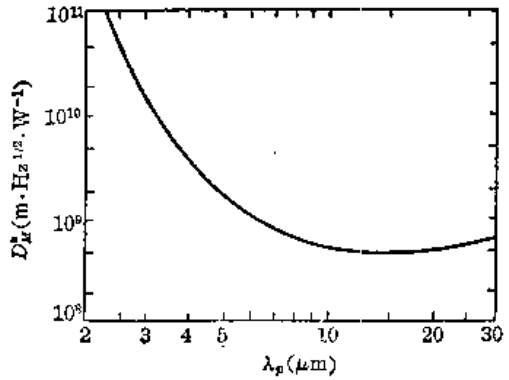


图4.3.3 $T_B=300$ K时，理想光子探测器在峰值响应率波长下的探测率极限$D_M^*(\lambda_p,\ f)$与峰值波长λ_p的关系曲线
(已假定$\lambda_p=\lambda_c$)

$$D_M^*(\lambda, f)=\frac{\eta^{1/2}}{4(\sigma kT_B^5)^{1/2}}, \tag{4.3.8}$$

式中

$$\sigma=\frac{2\pi^5k^4}{15h^3c^2}=5.67\times10^{-8}\quad(\mathrm{W\cdot m^{-2}\cdot K^{-4}}) \tag{4.3.9}$$

为斯忒藩-玻耳兹曼常数；η 为探测器对辐射的功率吸收系数。当 $T_B=300\mathrm{K}$，且设 $\eta=1$，则由(4.3.8)式可求得

$$D_M^*(\lambda, f)=1.80\times10^{10}\mathrm{W^{-1}\cdot cm\cdot Hz^{1/2}}。$$

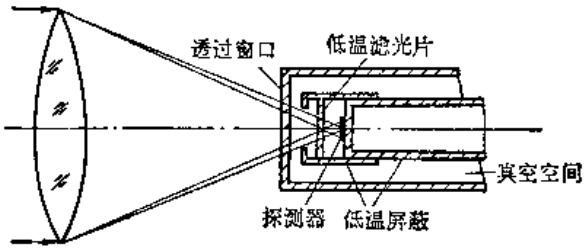


图 4.3.4 背景辐射的低温屏蔽

将这个值与图 4.3.3 中的数值相比较，可看到热探测器的探测率极限比光子探测器小。此外，由(4.3.6)及(4.3.8)式可看到，为了减弱背景辐射涨落噪声对红外探测器探测率的影响，必须设法降低环境温度，并减小探测器接收背景辐射的视场角，例如可将探测器装在低温屏蔽壳内，如图 4.3.4 所示。这时探测器接收 T_B 较高的背景辐射的视场角将大大减少；此外，在入射窗处还可用低温滤光片来滤除一部分背景辐射，这样可以进一步降低背景辐射噪声。

§ 4.3.2 红外探测器

由于科学技术、军事和国民经济发展的需要，并且随着现代半导体材料工艺的发展，近几十年来红外探测器已获得了十分迅速的发展，现在用各种材料制成的红外探测器的品种十分繁多。但就红外辐射与探测元件的相互作用机制而言，红外探测器大体上可分为两大类：热探测器和光子探测器。在热探测器中，是利用红外辐射被探测元件吸收所产生的热效应来探测红外辐射的，即被吸收的辐射能量加热了探测元件并使其产生温升，这个温度变化将使探测器中与温度有关的某些物理特性产生变化。这样，监测探测元件中该特性的变化，就可测量被吸收的辐射功率。由于这类热效应与入射的光子波长无关，它只与被吸收的辐射功率有关，因而这类探测的谱响应率及探测率与波长无关。但是，由于探测元件的加热和冷却过程是比较慢的，因而这类探测器的时间响应比较慢，其响应时间常数至少为毫秒量级。在光子探测器中，是利用入射的红外辐射光子与探测元件(基本上都是半导体材料)中束缚于晶体原子或杂质原子中的电子直接相互作用而产生的光电效应，来探测红外辐射的。由于它不依赖于探测元件的辐射加热过程，因而这类光子探测器的时间响应一般均比热探测器快，它的响应时间常数可以在微秒量级以下。但是，由于这种光子效应所产生的信号与入射光子数有关，而当入射辐射功率一定时，入射光子数与入射辐射波长成正比，因而光子探测器的谱响应率与波长有关(在响应波长范围内大致与波长成正比)，而且存在一个长波限。以下我们分别介绍这两类探测器中几种重要的探测器的工作原理。

光子探测器

在红外辐射波段，用来探测红外光子的光电效应，主要都是指半导体材料中的内光电效应。这是因为外光电效应(即光电子发射效应)要求入射的光子能量较高，即只有当光子能量大于光阴极材料(金属或半导体材料)的表面脱出功时，才能产生光电子发射效应，因而它有一个长波限(约 $1.2\mu\mathrm{m}$)，只有波长小于 $1.2\mu\mathrm{m}$ 的近红外辐射，才能利用外光子效应进

行探测。大多数波长大于 $1.2\mu m$ 的红外辐射，必须利用半导体材料的内光电效应进行探测。内光电效应，指入射光子与半导体材料中的电子直接相互作用而激发载流子的各种效应。在半导体材料中，可通过四种不同的过程产生光子激发的载流子：(1)入射光子把束缚于晶格原子中的电子从价带激发到导带，从而产生能够传导电流的自由的电子-空穴对，这个过程称为本征激发过程，它要求入射光子能量大于或至少等于电子的激发能(即半导体的禁带宽度 E_g)，也就是说 $\frac{hc}{\lambda}\geqslant E_g$。(2) 入射光子把束缚于施主杂质中的电子激发到导带(对于 n 型半导体而言)，或是把束缚于受主杂质中的空穴激发到价带中(对于P型半导体而言)，这相当于把价带中的电子激发到受主杂质的受主能级中；从而产生自由电子和束缚空穴，或自由空穴和束缚电子。这称为非本征激发过程，它要求入射光子能量大于或至少等于杂质的电离能 E_i，即 $\frac{hc}{\lambda}\geqslant E_i$。(3) 入射光子使在低温下已处于自由状态的电子获得附加的能量。(4)入射光子使束缚于晶格原子或杂质原子中的电子激发到更高的能级。后两个过程是构成远红外探测器的基础，我们将在下一节讨论它。从前两个过程可以看到，无论光子探测器是利用本征激发，还是非本征激发过程，它都存在一个长波限，该长波限由下式决定：

$$\lambda_c=\frac{hc}{E_{exc}}=\frac{1.24}{E_{exc}}\quad(\mu m),$$

后一个等号后的 E_{exc} 以 eV 为单位。对本征激发过程，$E_{exc}=E_g$；对非本征激发过程，$E_{exc}=E_i$。由于一般半导体材料的禁带宽度仍较大，故本征激发的光子探测的长波限通常限于 $10\mu m$ 以内；而杂质的电离能 E_i 比 E_g 小，因而非本征激发的光子探测器的长波限大致在 $10\sim120\mu m$ 范围内。此外，为了使光子激发的载流子效应较显著，要求探测材料中热激发的载流子浓度应远小于光子激发的载流子浓度，因而光子探测器的长波限越长，要求其工作温度也越低。一般在室温下工作的光子探测器，其长波限小于 $4\sim5\mu m$；而长波限为 $4\sim5\mu m$ 的探测器，必须在干冰温度(195K)下工作；长波限为 $8\sim14\mu m$ 的探测器，必须冷却到液氮温度(77K)；至于长波限更长的探测器，就要求工作温度更低，大多数长波限大于 $30\mu m$ 的探测器，都必须在液氦温度(4.2K)下工作。在上述的波长范围内，应用最广泛的光子探测器是光电导型探测器和光伏型探测器。

光电导型探测器 它们是利用光子激发的载流子所引起的半导体材料电导率变化的效应来探测红外辐射功率的。图 4.3.5 是光电导探测元件结构示意图及其电路。当入射辐射照射在探测元件上时，它所产生的附加载流子使半导体的电导率相应地增加，当探测元件两端加一偏压时，通过探测元件的电流也随之发生变化。只要探测元件电导率的变化与入射辐射功率成正比，则测量这个电流变化，或如图所示，测量与探测元件串联的负载电阻上的电压变化，就可以探测入射辐射功率。在红外光电导型探测器中起主要作用的噪声，除低频部分外，大都是载流子的产生-复合噪声(即载流子的产生率和复合率的涨落所引起的噪声)。可以证明，在产生-复合噪声起主要作用的

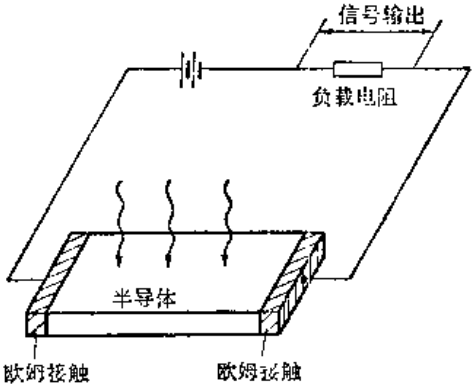


图 4.3.5 光电导探测元件示意图及其电路

条件下,光电导探测器在峰值波长的探测率为

$$D^*(\lambda_p, f)=\frac{\lambda_p Q(\lambda_p)}{2hc}\left(\frac{\tau}{n\cdot d}\right)^{1/2}, \tag{4.3.10}$$

式中 Q 为量子效率; d 为样品的厚度(沿辐射入射方向上的厚度); n、τ 分别为载流子浓度和寿命,但要注意,对于本征激发的光电导元件,这是指少数载流子,而对于非本征激发的元件,则是指多数载流子。由上式可以看到, D_λ^* 与 $\tau^{1/2}$ 成正比,如果能控制材料的载流子寿命,从而提高寿命,则就可提高探测率。但 τ 增大后,使探测器的响应时间也增长,因此在光导型探测器中,探测率和响应时间的要求常常是互相抵触的。此外,从上式还可看到,不管是哪一种激发方式,平衡的载流子浓度越低,探测率越高。而平衡载流子浓度除与材料性质有关外,还与温度关系极大,温度越低,载流子浓度就越低。因此在实际应用中,常把探测器的敏感元件放在低温条件下工作,这可大大提高探测器的探测率。很多半导体(包括本征激发的和非本征激发的),都可以做成光电导型红外探测元件,常用的半导体有硫化铅、硒化铅、砷化铟、锑化铟和碲镉汞三元合金($Hg_{1-x}Cd_xTe$),以及 Au、Hg、Cd、Cu、Zn、Ga 掺杂的锗晶体。特别是碲镉汞三元合金和掺杂的锗晶体,通过改变合金成分的配比,或改变掺杂成分,就可以改变禁带宽度或杂质电离能,从而可以很方便地做出具有不同响应长波限的探测器,它们可覆盖的波长范围为 $1\sim130\,\mu m$。

光伏型探测器 它是利用光生伏特效应来探测红外辐射的。与光电导效应不同,它要求在探测器的光照面附近有一个内部势垒层(如 PN 结或肖特基势垒层等),以便形成一个电场用来分离光子激发的电子-空穴对,从而在势垒层两侧形成一定的电势差,它与入射光子通量成正比,此电动势称为光生电动势。测量该电动势,就可测定入射辐射功率。虽然也存在非本征的光生伏特效应,但几乎所有的实用的光伏型探测器都是利用本征的光生伏特效应。因此,就载流子激发过程来讲,它与本征光电导型探测器是一样的;如果用同一种材料同时做成本征型光导探测器和光伏型探测器,则这两种探测器将大致具有相同的长波限 λ_0 或相同的峰值波长 λ_p,而且它们的谱响应率曲线也大致相同。但它们的信号电压或电流的形成过程是不同的,因而使光伏型探测器具有一些不同于光电导型探测器的特性。在光伏型探测器中,主要的噪声源已不是载流子的产生-复合噪声了,而是散粒噪声,这是因为只有当载流子穿越势垒层时,它的数目涨落才会成为噪声电压。此外,由于光伏型元件有自生偏压,原则上不加偏压也能工作,但一般还是在加反向偏压的条件下工作,因而图 4.3.5 所示的电路对它也适用。在适当选择反向偏压,及散粒噪声为主要噪声的条件下,可以导得峰值波长下探测器的探测率为

$$D^*(\lambda_p, f)=\frac{\lambda_p Q(\lambda_p)}{\sqrt{2}hc}\frac{e(AR_0)^{1/2}}{\sqrt{kT}}, \tag{4.3.11}$$

式中 e 为电子电荷,T 为探测器工作温度,R_0 为势垒层零偏压电阻。由上式可以看到,光伏型探测器的 D^* 与载流子寿命无关,这是很有利的一个特点。因为在光伏探测器中,少数载流子从表面扩散到 PN 结所需时间就是其响应时间,它比光照区中的载流子寿命要短得多。这样,就可使光伏探测器具有与光导型探测器相同的 D^* 值,而响应时间却可短得多,从而增加了它的使用范围。凡是本征激发的能做成 PN 结的半导体材料都能做成光伏型探测器,常用的材料除了前述的砷化铟、锑化铟、$Hg_{1-x}Cd_xTe$ 外,还有 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 和硅、锗等都可做成光伏型探测器。

此外，还有利用光电磁效应制成的光子探测器，由于它的探测率较小，只限于用在工业生产中，这里就不介绍了。

热探测器

与光子探测器相比，虽然热探测器的时间响应比较慢，而且其探测率一般也不如光子探测器高；但是，由于热探测器的谱响应率与波长无关，容易进行绝对标定，而且大多数的热探测器都可以在室温下工作，使用比较方便。因此，在红外辐射探测中，特别是在红外光谱仪中，仍广泛应用热探测器作为探测元件。以下我们介绍几种常用的热探测器。

辐射热电偶和热电堆　这是最古老的一种红外探测器，它是利用两种温差电动势率不同的材料构成两个结，其中工作结附于黑体接收面上，当接收面接收入射辐射功率面产生一定温升时，工作结与参考结间因存在一定的温差而产生温差电动势，测量此电动势就可测定入射的辐射功率。这种探测器就称为辐射热电偶型探测器。有时为了增大温差电动势，可以用很多热电偶串联，这就是所谓热电堆型探测器。一般要求用做热电偶的材料具有比较大的温差电动势率(即塞贝克系数)，同时要求其电导率较大(以减小焦耳热损失)和热导系数较小(以减少热、冷结间的热导损失)，常用的材料有 Sb-Bi、Ag-Bi 及一些合金型半导体材料(如一臂可用铜、银、碲、硒、硫的合金，另一臂用硫化银或硒化银)。早期的结构都是细的金属丝做成的，最近已发展了一种薄膜型热电偶结构，它就是在导热的绝缘基片(如 BeO 等)上蒸镀极薄的一层金属(如 Sb-Bi、Ag-Bi 等)，构成若干个电偶结的串联，形成热电堆。这种结构可以提高探测器的探测率，并使时间响应快些。这类探测器的探测率可达 10^9 W·cm·$Hz^{1/2}$，均匀响应波长范围可达 40 μm 左右。其主要缺点是比较娇嫩，只适宜于实验室使用，且响应时间比较长。

气动型探测器　它是最灵敏的室温探测器之一。它是利用气体的热膨胀来探测入射辐射功率的，其结构大致如图 4.3.6 所示。它有一个气体室装有低热导率的气体(如氙等)，气室前壁是吸收膜，红外辐射通过窗口射到吸收膜上，膜所吸收的能量传递给气体，使气体的温度升高，气压增大，这就使气室另一壁上的柔膜稍为膨胀，因柔膜的背面就是反射镜，则柔膜膨胀使反射镜(亦称为柔镜)镜而变形，从而使射在其上的光(由发光二极管发出的)的反射光路发生变化，并使射在一个光伏探测器上的光通量发生变化，则其输出电动势也随之变化。用这种光学方法测量气体膨胀的气动探测器，也常称为高莱管。此外，也可把一固定导体放在柔膜附近以形成可变电容，利用柔膜膨胀所引起的电容变化来测量气体的膨胀，这种探测器称为气动变容探测器。这类探测器响应波长范围最宽，从可见光到毫米波都可响应，它在低频(10 Hz)的探测率可达 $10^9W^{-1}\cdot Hz^{1/2}\cdot cm$ 量级，但响应时间较长(约 20ms)。

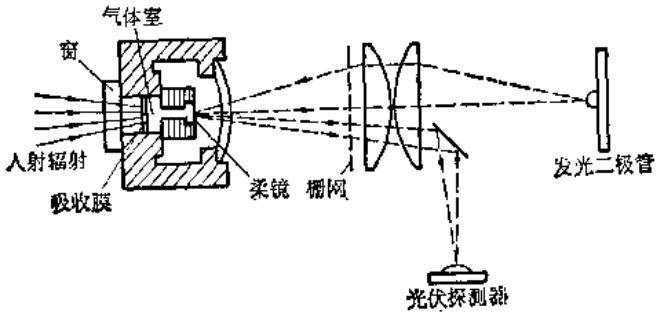


图 4.3.6　高莱管

热敏电阻式测辐射热计　它主要由辐射吸收元件和热敏电阻所组成。辐射吸收元件吸收入射辐射功率使热敏元件的温度升高，从而使其电阻随之产生变化；若对它加一恒定的偏压或偏流，则通过其输出电流或电压的变化，就可测定入射的辐射功率。测辐射热计主要有以下几种：室温测辐射热计(也称为热敏电阻)、低温测辐射热计、超导测辐射热计等。热敏电

阻材料大多数是用 Mn、Co、Ni 的氧化物等半导体材料制成的，早期也有用金属材料制成的(它的电阻温度系数较小，现在较少用)，为了使其比较灵敏，总是把敏感元件做得很薄(利用真空镀膜技术制成)，其探测率可达 $10^8 W^{-1}\cdot Hz^{1/2}\cdot cm$，响应时间在 1～10 ms 之间，工作波长范围是从可见光区到 40 μm 波段。超导测辐射热计是利用超导体在超导转变温度下具有很大的电阻温度系数的特性，如果把超导体样品的环境温度维持在恰好稍为低于转变温度，则当样品吸收入射辐射而使本身温度发生微小变化时，样品的电阻将发生显著的变化，利用它做测辐射热计可以产生很大的输出信号，从而可使其灵敏度比较高。其中性能最好的超导测辐射热计的等效噪声功率可小到 $10^{-13} W\cdot Hz^{-1/2}$，而且响应时间约达 3μs，其主要缺点是对探测元件的温度控制要求很严格，从而使整个系统十分复杂，现已逐渐被其它的低温测辐射热计所取代了。最早使用的低温测辐射热计是碳测辐射热计，它是利用碳在液氦温度下具有大的、负电阻温度系数及比热小的特性，使得由它制成的低温测辐射热计具有很高的灵敏度，而且它的制造和运行都比较简单，在整个远红外区具有均匀的谱响应率特性，是一种重要的远红外探测器。锗(或硅)低温测辐射热计，是一种高掺杂(并经补偿而具有高电阻率)的锗单晶，在低温下(液氦温度)杂质对辐射具有强的吸收和高电阻温度系数。利用它制成的低温测辐射计具有高灵敏、低噪声的优点，而且在大部分远红外谱区内有均匀的谱响应率特性。表 4.3.1 列出了几种锗测辐射热计所达到的性能参数，表中也列出了碳及超导测辐射热计的性能参数，以便比较。由此可以看到，锗低温测辐射热计也是一种十分重要的远红外探测器。

热释电探测器 这是利用晶体的热电效应探测红外辐射的探测器。某些非中心对称的晶体能呈现自生的电极化，即当切割这类晶体，并使其两表面垂直于晶轴时，其表面将存在自生极化电荷，虽然这种表面电荷通常被晶体表面附近的非本征电荷（杂散电荷）分布所中和，因而不能直接观察该极化电荷。但是，由于这类晶体的自生极化强度与温度有关，当晶体的温度变化时，其表面的极化电荷将随之发生变化，而原中和极化电荷的杂散电荷分布是比较稳定的，它不可能迅速地对内电偶极矩的变化作出响应，因而，晶体表面将产生明显的变化，并产生一个明显的外电场。如果在两晶体表面加一对电极面组成一个电容器，它就可以用来测量因晶体温度变化所引起的极化电荷的变化。利用晶体的这种效应制成的热敏辐射探测器，称之为热释电红外探测器。由于热释电探测器的输出电阻抗几乎是纯电容，因此只有当输入辐射变化时，才有信号输出。可以证明，这类探测器的响应率可表示为

表 4.3.1 锗、碳、超导体、硅等测辐射热计性能比较

材料	工作温度 (K)	响应率 ($V\cdot W^{-1}$)	NEP ($W\cdot Hz^{-1/2}$)	测量频率 (Hz)	响应时间 (s)	元件尺寸
锗	1.5	4×10^4	9×10^{-13}	30	5×10^{-3}	4.5 mm³
锗	2.0	4.5×10^3	5×10^{-13}	200	4×10^{-4}	15 mm²×0.12 mm
锗	0.37	2×10^6	3×10^{-14}	18	1×10^{-2}	4×2×1 mm³
锗	4.2	2.5×10^4	7×10^{-13}	80	3×10^{-4}	—
碳	2.1	2.1×10^4	1×10^{-11}	13	1×10^{-2}	20 mm²×0.08 mm
碳	1.2	3.5×10^5	1×10^{-12}	15	1×10^{-2}	1×4×0.03 mm³
锡(超导)	3.7	1.4×10^3	1×10^{-13}	1.25×10^4	3×10^{-6}	10 mm²
硅	1.8	2.8×10^5	6×10^{-14}	10	1×10^{-3}	5×5×0.4 mm³
硅	1.5	10×10^6	2.5×10^{-14}	13	1×10^{-2}	—

$$R_\lambda(\lambda, f)=\frac{\eta\omega pA_D R}{G}(1+\omega^2\tau_E^2)^{-1/2}(1+\omega^2\tau_T^2)^{-1/2}, \tag{4.3.12}$$

式中 η 为探测器表面对辐射的吸收系数；$\omega=2\pi f$；p 为晶体的热电系数；A_D 为探测器面积；$\tau_E=RC$ 为探测器输出的等效时间常数，R、C 分别为探测器的等效输出电阻和电容；$\tau_T=H/G$ 为热时间常数，H、G 分别为探测器的热容量和热导系数。由此可再次看到，当 $\omega\to 0$ 时，$R_\lambda\to 0$。因此热释电探测器在使用时，入射辐射必须是调制的，且辐射功率变化周期必须短于热时间常数（τ_T 一般为 10～0.1 秒）。在大多数情况下，热释电探测器都在 $\omega\gg\tau_E^{-1}$；$\omega\gg\tau_T^{-1}$ 条件下工作，这时(4.3.12)式可简化为

$$R_\lambda(\lambda, f)=\frac{\eta pA_D}{HC\omega}, \tag{4.3.12'}$$

上式可以用材料参数表示为

$$R_\lambda(\lambda, f)=\frac{1}{\omega\epsilon_0}\cdot\frac{\eta p}{C'\epsilon_r}\cdot\frac{1}{A_D}, \tag{4.3.13}$$

其中 ϵ_0 为真空中的介电常数，ϵ_r 为材料的相对介电常数，C' 为材料的体积比热。由此可见，为了使得 R_λ 较大，就要求选用 $\frac{\eta p}{C'\epsilon_r}$ 值较大的材料。此外，R_λ 与 A_D 成反比，在要求探测器面积比较大的应用场合中，这一反比关系是不利的。探测器噪声源主要是本身的热噪声；但当频率增高后，前置放大器的等效噪声电压将成为主要的噪声源；因而使 NEP 随着 ω 的增加而逐渐上升。常用来制造热释电探测器的材料主要有：硫酸三甘肽（TGS）、铌酸锶钡（SBN，$Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$）、钽酸锂（$LiTaO_3$）、锗酸铅、锆钛酸铅（PZT）的各种陶瓷衍生物等。它们的低频(10Hz)的探测率最高可达 $1.8\times10^9 W^{-1}\cdot Hz^{1/2}\cdot cm$；在高频时 D^* 有所下降，到 10^4 Hz 时，D^* 还可达到 $10^8 W^{-1}\cdot Hz^{1/2}\cdot cm$；其响应波长范围可从近红外到亚毫米波；而且它可做为快速探测器使用，当应用频率补偿放大器或用低电阻与探测器并联时，探测器的有效响应时间可小于 100 ns。因此，它是一种性能十分优良的、可在室温下工作的红外探测器。

以上我们已分别介绍了光子探测器和热探测器的工作原理和性能，为便于比较，在表 4.3.2 中我们列出了上述各种典型探测器的性能；同时，图 4.3.7 也画出一些探测器的谱探测率曲线，以供选用探测器时参考。

§ 4.3.3 远红外探测器

在第六、七章，我们将会看到，随着高温等离子体参数（温度和密度）的提高，等离子体诊断用的电磁波探针的波段，分别从长波、短波两个方向向远红外波段发展，从面使远红外诊断技术成为一种十分重要的诊断手段。这些远红外诊断技术的发展，在很大程度上都依赖于高灵敏、宽频带的远红外探测器的发展。上节所介绍的光子探测器最长的截止波长约为 130 μm，而有的热探测器的长波限虽然可达毫米波段，但它们的灵敏度（即探测率）还比较低，而且时间响应也较慢，它们都不能适应于远红外诊断的需要。以下我们简单地介绍几种重要的远红外探测器，它们的工作原理与上述探测器有重大的差别。

锑化铟 Putley 型远红外探测器 它是利用半导体中自由载流子与入射辐射光子相互作用，从而引起了自由载流子的迁移率变化的效应来探测光子的。在低温下，在电子的有效质量很小、而迁移率很高的半导体（如 N 型 InSb）中，电子与晶格间的耦合很弱，处在导带中的自由电子可以吸收入射辐射能量而达到新的稳态分布，其平均能量可比它们的热能高很多。由于电子的迁移率通常与其能量有关，因而自由电子能量的增加将使电子的迁移率增

表 4.3.2 红外探测器性能对照表

探测器材料	工作类型	工作温度 (K)	峰值波长 λ_p (μm)	峰值探测率 $D^*_{\lambda_p}$ (cm·Hz$^{1/2}$·W^{-1})	响应时间(或频率响应) (s)
InAs	光 伏	77	3.8	7×10^{11}	5×10^{-7}
PbS	光电导	77	3.8	6×10^{10}	3.2×10^{-6}
PbTe	光 伏	77	5	8.7×10^{10}	2.5×10^{-8}
InSb	光伏,光电导	77	5.3	$6\times10^{10}\sim1\times10^{11}$	5×10^{-6}
InSb	光 伏	77	4.9	1×10^{11}	$<2\times10^{-8}$
Ge-Au(Sb)	光电导	77	6	6×10^{9}	1.6×10^{-9}
Ge-Au	光电导	77	6	$3\times10^{9}\sim1\times10^{10}$	3×10^{-8}
$Hg_{1-x}Cd_xTe$	光电导,光伏	77	12	$1\times10^{10}\sim6\times10^{10}$	$<2\times10^{-7}\sim4\times10^{-6}$
$Hg_{1-x}Cd_xTe$	光电导	77	9.6	3.1×10^{10}	8×10^{-7}
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	光电导,光伏	77	10	3×10^{8}	1.5×10^{-8}
Ge-Hg	光电导	27	10.5	4×10^{10}	—
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	光 伏	12	16	4×10^{10}	$10^{-8}\sim10^{-7}$
Ge-Hg	光电导	4.2	11	$7\times10^{9}\sim4\times10^{10}$	$1\times10^{-9}\sim3\times10^{-8}$
Ge-Hg(Sb)	光电导	4.2	11	1.8×10^{10}	$3\times10^{-10}\sim2\times10^{-9}$
$Pb_{1-x}Sn_xTe$	光电导,光伏	4.2	14	1.7×10^{10}	1.2×10^{-6}
Ge-Cu	光电导	4.2	23	$2\times10^{10}\sim4\times10^{10}$	$3\times10^{-9}\sim1\times10^{-8}$
Ge-Cu(Sb)	光电导	4.2	23	2×10^{10}	$<2.2\times10^{-9}$
Ge-Ga	光电导	4.2	104	6.8×10^{10}	4×10^{-8}
Ge-B	光电导	4.2	108	4.6×10^{10}	10^{-8}
	热电堆	295	30	10^{9}	10^{-2}
	热敏电阻	295	40	1.6×10^{8}	$10^{-3}\sim10^{-2}$
	高莱管	295	1000	2×10^{-10}W·Hz$^{-1/2}$(NEP)	1.5×10^{-2}
	气动变容	295	40	3×10^{-10}W·Hz$^{-1/2}$(NEP)	—
TGS	热释电	295	1000	1×10^{9}	10 Hz
				5×10^{8}	100 Hz
				1×10^{8}	1000 Hz
$LiTaO_3$	热释电	295	1000	6×10^{8}	10 Hz
PZT	热释电	295	1000	1×10^{8}	10 Hz
				1×10^{7}	1000 Hz
PVF_2 薄膜	热释电	295	1000	1×10^{8}	10 Hz

注: 低温及超导体测辐射热计的性能参数已列于表 4.3.1 中,这里不再列入了。

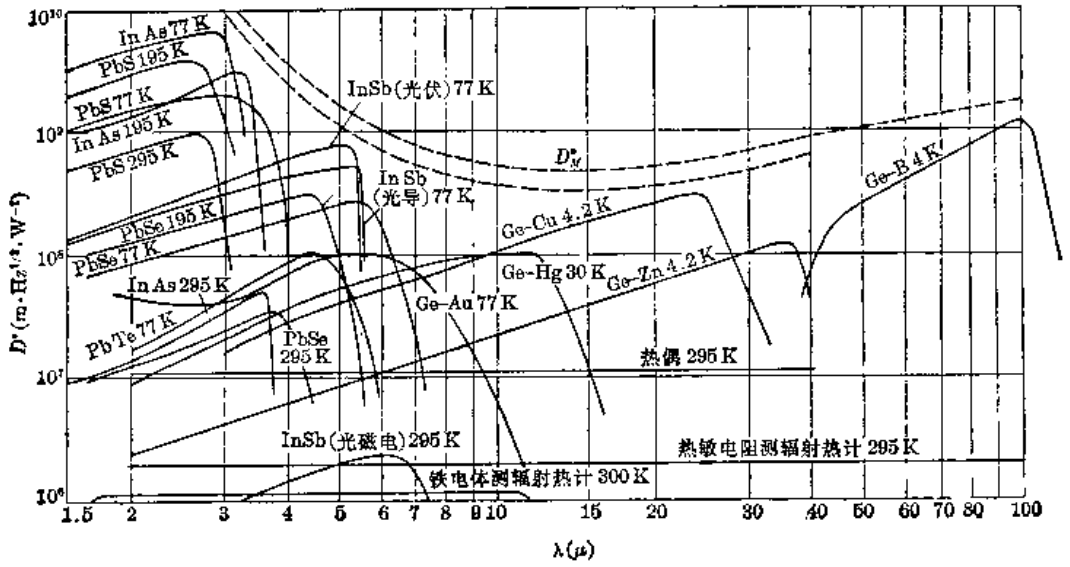


图 4.3.7 红外探测器的谱探测率曲线

大，从而使半导体的电导率增大，故可以利用此效应来探测辐射。为了使探测元件吸收辐射的机制主要是自由电子的吸收，这就要求入射辐射的波长大于半导体的吸收边。因为在大于半导体吸收边的波长范围内，只要

$$\lambda<2\pi\frac{c\mu m^*}{e}$$

(式中 c 为光速，e 为电子电荷，m^*和 μ 是自由载流子的有效质量和迁移率)，则自由载流子对辐射的吸收系数 α 与入射辐射波长 λ 的平方成正比，即

$$\alpha=\frac{ne^3\lambda^2}{4\pi^2c^3\mu(m^*)^2\epsilon_0\sqrt{\epsilon_r}},\tag{4.3.14}$$

式中 n 为自由载流子浓度，ϵ_0 为自由空间的介电常数，ϵ_r 为半导体材料的相对介电常数。在有些半导体材料中，(4.3.14)式一直到亚毫米波段仍成立。因而利用这种效应制成的探测器（常称为 Putley 探测器）可以在远红外和亚毫米波段应用。这种自由载流子吸收辐射的效应与测辐射热计中所发生的过程很类似，但它们有一个很重要的区别，即测辐射热计的响应时间与探测元件的热容量有关，它通常不小于 1 ms；而自由载流子吸收效应探测器的响应时间与电子气的热容量(它一般很小)有关，因而其响应时间非常短，通常小于 1 μs。由于这类远红外探测既利用了自由载流子的"加热"效应，又利用了电导率变化效应，故有时也称为自由电子测辐射热计，或光电导探测器。图 4.3.8 是这类 Putley 探测器及其低温恒温器的结构示意图，InSb 探测元件放在内杜瓦瓶的超导线圈中央，超导线圈所产生的磁感应强度可达 0.8 特斯拉，它是用来提高探测器的响应率。磁场对这类探测器性能的影响是磁场冻结效应的结果。这是因为当加上磁场时，杂质能级的分裂增加了导带和原杂质能级间的能级数目，使一些电子冻结在新的杂质能级上，从而导致自由载流子的浓度减少，随之载流子对辐射的吸收也减少了，但同时使电导率显著降低，从而使得响应率相应地提高(它与电导率成反比)。但所加磁场不能太强，当磁场太强时，响应率又要下降。这类探测器的探测率可达到 $8\times10^{12}\text{cm}\cdot\text{Hz}^{1/2}\cdot\text{W}^{-1}$，可响应的波长范围为 100 μm 到毫米波段，响应时间约为 10^{-7}s 量级，由此可见它是一种性能十分良好的远红外探测器。

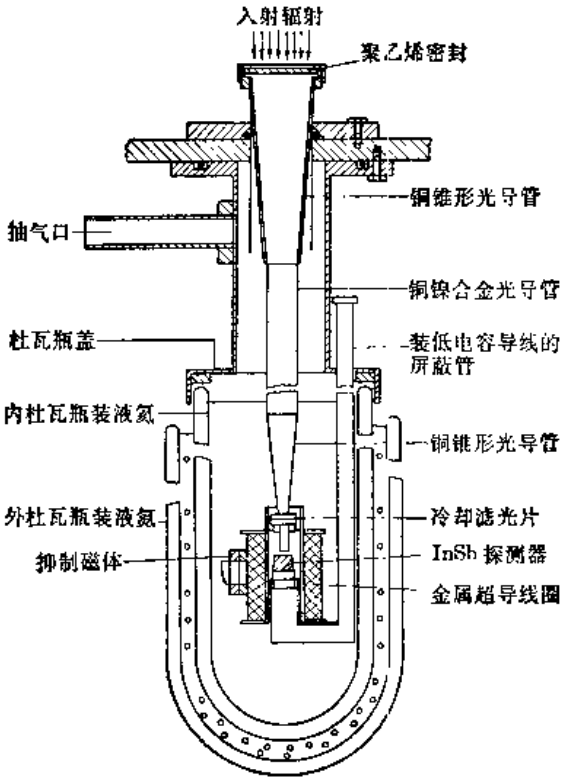


图 4.3.8 InSb Putley 型探测器及其致冷器结构

约瑟夫逊结探测器 这是一种利用超导体的约瑟夫逊效应来探测远红外和毫米波辐射的探测器，它具有灵敏度高、响应速度快的特点。它是一种有可能在等离子体诊断中获得广泛应用的远红外探测器。所谓约瑟夫逊效应就是当两个超导体弱耦合在一起时所发生的量子力学隧道效应。当两片超导体用一薄(约 10～30 Å)的绝缘氧化层隔开，或两个超导膜片用一个小的金属桥($\lesssim0.5\,\mu\text{m}\times0.5\,\mu\text{m}$)连结，或在两个超导体之间采用点接触，它们都可

能使两超导体之间形成一势垒层，这种结构称为约瑟夫逊结。在一定条件下，由于量子力学的隧道效应，这种约瑟夫逊结两侧的超导电子对可穿过其中的势垒层，于是结上可通过零电压的隧道电流，这就是直流的约瑟夫逊电流。根据超导的微观理论，流过约瑟夫逊结的超导电流 I_J 可表示成

$$I_J = I_{J0}\sin\phi, \tag{4.3.15}$$

式中 I_{J0} 是零电压约瑟夫逊电流的最大值，它与结的结构、材料及温度等有关；而 ϕ 是描述结两边超导态波函数间的相位差。ϕ 与结偏压 V 及时间 t 有如下关系：

$$\frac{h}{2\pi}\frac{d\phi}{dt} = 2eV, \tag{4.3.16}$$

式中 h 为普朗克常数，e 为电子电荷。由上两式可看到，当 $V=0$ 时，ϕ 为常数，因而 I_J 也是恒定的，这就是直流的超导电流。当 V 为某一常数值 V_{DC} 时，于是 ϕ 随 t 线性地变化，即 $\phi = 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)V_{DC}t + \phi_0$，超导电流将随时间作正弦变化：

$$I_J = I_{J0}\sin(\omega_0 t + \phi_0),\ \omega_0 = 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)V_{DC}。 \tag{4.3.15'}$$

这就是交流的约瑟夫逊效应，即当在约瑟夫逊结两端加一直流电压时，就产生一个交流的超导电流，它的频率与直流电压 V_{DC} 成正比，1 mV 的 V_{DC} 电压产生大约频率为 484GHz 的交流超导电流。如果除了直流偏压外，还有入射辐射在结上感生的交流电压 $V_{rf}\cos\omega_{rf}t$，则由(4.3.16)式可求得相位差 ϕ 为

$$\phi = 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)V_{DC}t + 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)\frac{V_{rf}}{\omega_{rf}}\sin\omega_{rf}t + \phi_0, \tag{4.3.17}$$

代入(4.3.15)式，就可求得交流的超导电流为

$$\begin{aligned} I_J &= I_{J0}\sin\left[2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)V_{DC}t + 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)\frac{V_{rf}}{\omega_{rf}}\sin\omega_{rf}t + \phi_0\right] \\ &= I_{J0}\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n\left(\frac{4\pi eV_{rf}}{h\omega_{rf}}\right)\sin[(\omega_0 + n\omega_{rf})t + \phi_0], \end{aligned} \tag{4.3.18}$$

式中 $J_n(X)$ 是第 n 阶贝塞耳函数，$\omega_0 = 2\pi\left(\frac{2e}{h}\right)V_{DC}$。由此可以看到，入射辐射在结上感生的交流信号使交流的约瑟夫逊电流产生频率调制，并产生边带频率 $\omega_0 + n\omega_{rf}$（n 为正、负整数，或为零）。当调节加在约瑟夫逊结上的直流偏压，使 $\omega_0 + n\omega_{rf} = 0$ 时，则由(4.3.18)式可求得

$$I_J = I_{J0}J_n\left(\frac{4\pi eV_{rf}}{h\omega_{rf}}\right)\sin\phi_0, \tag{4.3.19}$$

这就是零差拍频率时的约瑟夫逊电流（直流电流）。由于有入射辐射的作用，使直流结电流发生变化。这表明约瑟夫逊电流对射频以及远红外辐射是十分灵敏的，因而可以利用它来探测射频和远红外辐射。约瑟夫逊结探测器可以作为测辐射热计、宽带视频探测器和外差探测混频器使用。当作为宽带视频探测器使用时，在 10～120 GHz 频率下，其噪声等效功率小于 $5\times10^{-15}\mathrm{W\cdot Hz^{-1/2}}$；当作为亚毫米、远红外测辐射热计使用时，在工作温度为 1.7 K 时，其 $NEP = 5\times10^{-15}\mathrm{W\cdot Hz^{-1/2}}$；而作为外差混频器使用时，在 90～300GHz 的频率下，带宽为 1GHz，混频器的噪声温度（单边带）小于 60 K。它的工作波长范围从短波的 300 μm 波段到长波的毫米波，响应时间约为 10^{-8}～10^{-10} s 量级。可见，它是一种性能十分良好的远红外探测器。

高纯 GaAs 光电导探测器 从上节我们知道，非本征光电导探测器最长的长波限为 130 μm(Ge-Sb 探测器)，其相应的杂质电离能为 9.7 meV。为了使非本征光电导探测器的长波限能扩展到更长的波长，就需要有杂质能级更浅的材料。根据简单的类氢模型，施主杂质在半导体中的基态结合能可表示为

$$E_D = 13.6 \frac{m^*}{m_e \epsilon_r^2} \quad (\text{eV}), \tag{4.3.20}$$

式中 m_e 为自由电子质量，m^* 为电子在导带底部的有效质量，ϵ_r 为材料的相对介电常数。由此可知，为使 E_D 较小，就要求材料的 m^* 较小而 ϵ_r 较大。GaAs 是一种直接禁带半导体，它的电子有效质量小($m^* = 0.0665 m_e$)，介电常数高 ($\epsilon_r = 12.5$)，使得它的施主杂质基态电离能较小(约 5.80 meV)；而且它的能级结构简单，不论是何种施主杂质，其施主杂质能级都具有几乎相同的电离能，因而 GaAs 是一种理想的材料，用来使非本征光电导探测器的长波限扩展到更长的波长范围。为了避免杂质原子之间的相互作用，需要用超高纯的材料。外延生长的高纯 GaAs 材料，施主杂质浓度在 $10^{13} \sim 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ 范围内，各施主原子间的相互作用将很小。用这种高纯的 GaAs 制成的光电导探测器，在液氦温度下，由于施主杂质激发态的光电导效应起主要作用，使得它的长波限可达 350 μm。在峰值响应率所相应的波长下，这类探测器的 NEP 值可达 $1 \times 10^{-13}\ \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$，响应时间小于 10^{-8}s。但由于探测器是高阻的，实际上响应时间是受 RC 时间常数限制，约为 1 μs。

此外，还有一种毫米微波探测器——GaAs 肖特基势垒二极管，近几年来已被发展用来探测亚毫米波段的远红外辐射。由它组成的准光学肖特基势垒二极管混频器，用来外差探测远红外辐射，其等效噪声功率可低达 $1 \times 10^{-19}\ \text{W} \cdot \text{Hz}^{-1}$，是一种很有前途的远红外探测器，国际上也已开始广泛使用。

在远红外激光诊断中，由于激光是一种强的相干光源，通常可以采用无线电技术中普遍采用的外差方法来探测远红外信号，以克服强的背景辐射噪声，提高信噪比。所谓光外差探测法，就是将与信号光束相干的参考光束（亦称本机振荡辐射）与信号光束一起射到具有平方律特性的探测器上进行混频。这样，探测器上的总辐射电场为

$$E_t = E_s \cos \omega_s t + E_B(t) + E_L \cos(\omega_L t + \varphi), \tag{4.3.21}$$

其中 E_s、E_L 分别为信号和本机辐射电场幅度，ω_s、ω_L 为它们的角频率，φ 为它们的相位差(可令 $\varphi = 0$)，$E_B(t)$是背景辐射电场。对高频（如 $2\omega_s$、$2\omega_L$、$\omega_s + \omega_L$ 等）取平均后探测器所接收的光强为

$$I_t = I_s + I_L + I_B + 2(I_s I_L)^{1/2} \cos[(\omega_s - \omega_L)t]。 \tag{4.3.22}$$

上式中，由于 E_B 与 E_s 及 E_B 都不相干，所以它们的交叉项对时间平均后都为零。混频输出的信号再经中频放大检波后，就可以得到与 $(I_s I_L)^{1/2}$ 成正比的信号。由上式我们可以看到，在探测器上所得到的信号光子数的平方平均值为

$$\langle N_s^2 \rangle = \left(\frac{2QA\Delta f}{h\nu} \right)^2 I_s I_L, \tag{4.3.23}$$

其中 A 为探测器面积，Q 为探测器的量子效率，$h\nu$ 为光子能量，Δf 为测量频带宽度。而其噪声是所有光子的统计涨落的贡献，即

$$\langle N_n^2 \rangle = \frac{2QA\Delta f}{h\nu} (I_s + I_L + I_B), \tag{4.3.24}$$

故外差探测的信噪比为

$$\frac{S}{N}=[\langle N_s^2\rangle/\langle N_n^2\rangle]^{1/2}。\tag{4.3.25}$$

当 $I_L\gg I_s$、I_B 时，即当本机振荡辐射功率足够大时，则信噪比就变为

$$\frac{s}{N}\simeq\left(\frac{2\Delta fQAI_s}{h\nu}\right)^{1/2}=(N_s)^{1/2}。\tag{4.3.25'}$$

由此可见，理想的外差探测系统的噪声只取决于信号的涨落噪声，而与背景噪声及探测器噪声无关。因而，采用外差探测技术，可使探测器的最小可测功率达到信号涨落噪声极限，从而可使其探测度提高几个数量级，这是外差探测方法的主要优点。但它要求探测器的频带足够宽。外差方法是微波探测的主要方法，在第六章中还要讨论。

§4.3.4 其它的红外光学元件

红外透光光学材料 做红外光学部件用的透光材料必须满足以下要求：首先，它的透射率必须是高的，而反射率是低的；其次，要具有一定的机械强度，而且在较宽的温度范围内稳定、耐辐照、不易潮解及具有较好的真空密封性能等。在近红外区，常用的透射窗材料有各种氧化物玻璃、硫化物玻璃、蓝宝石、石英、锗、硅晶体、各种卤化物单晶(如 LiF、CaF_2、NaCl、KCl、KI、CsI 等)，以及各种氧化物陶瓷体等。一般的硅酸盐玻璃的透射长波限仅为 2～3 μm，其它原子量更大的氧化物玻璃(如铝酸盐、锑酸盐、碲酸盐玻璃等)长波限可达 6～7 μm。而硫化物玻璃的长波限可达近 20 μm，而且可做成大而均匀的光学元件，是性能较好的近红外透射材料。表 4.3.3 列出了一些非氧化物玻璃的性能。此外，蓝宝石、石英、LiF、荧石(CaF_2)在 10μm 以下也具有较高的透射率，而且蓝宝石和石英的真空密封性能较好；但 LiF、CaF_2 的机械性能较差，难以封接，而且在强的紫外和 X 光辐射后，其透射率会明显地下降。NaCl、KCl 晶体对 10μm 左右的近红外光有极好的透射性能，吸收系数只有 $10^{-3}\,cm^{-1}$，也常用作近红外的透射材料；不过它们很容易潮解，需要包上一层 1～2 μm 厚的 As_2S_3 等玻璃质膜或塑料膜加以保护。表 4.3.4 列出了一些近红外透射材料(除玻璃外)的性能，图 4.3.9 给出了其中一些材料的透射率曲线。至于远红外光学材料，常用的有石英晶体和各种塑料(如聚乙烯、聚丙烯、聚四甲基戊烯 1-TPX 和聚四氟乙烯等)，以及高纯的硅、锗单晶等，图 4.3.10 给出了上述几种远红外材料的透射率曲线。由图可以看到，石英晶体是一种很好的远红外光学材料，厚度达 12 mm 的石英晶体在远红外的透射率仍相当高，而

表 4.3.3 非氧化物玻璃的性能

化学组成	透射波长范围 (μm)	5μ 时折射率	软化温度 (°C)	热膨胀系数 ($\times10^{6}$/°C)
$Si_{25}As_{25}Te_{50}$	2～9	2.93	317	13
$Ge_{10}As_{20}Te_{70}$	2～20	3.55	178	18
$Si_{15}Ge_{10}As_{25}Te_{50}$	2～12.5	3.06	320	10
$Ge_{30}P_{10}S_{60}$	2～8	2.15	520	15
$Ge_{40}S_{60}$	0.9～12	2.30	420	14
$Ge_{28}Sb_{12}Se_{60}$	1～15	2.62	326	15
$Ge_{33}As_{12}Se_{55}$	1～16	2.49	474	
$As_{50}S_{20}Sc_{20}Te_{10}$	1～13	2.51	195	27
$As_{35}S_{10}Se_{35}Te_{20}$	1～12	2.70	176	25
$As_{38.7}Se_{61.3}$	1～15	2.79	202	29
As_2Se_{99}	1～19	2.48	70	34
$As_{40}S_{60}$	1～11	2.41	210	25

表 4.3.4 近红外透射材料的性能

材料	透射长波限 (μm)	折射率 (4.3μm 处)	熔点 (°C)	膨胀系数 (×10⁶/°C)	溶解度 (g/100 ml)	硬度克氏
LiF 晶体	~8	1.34	870	36	0.27	110
NaCl 晶体	~25	1.52	803	44	35.7	17
KCl 晶体	~32	1.47	776	37~60	34.7	93
KI 晶体	~45	1.63	726	40.6	127.5	—
CsI 晶体	~60	1.73	621	50	44	—
KRS-5 晶体	~45	2.38	415	60	0.02	40
KRS-6 晶体	~30	2.19	424	51	0.01	35
CaF_2 晶体	~10	1.41	1403	25	0.002	158
MgF_2 晶体	~8	1.35	1396	8.8 (平行C轴) 13.1(垂直C轴)	甚小	576
蓝宝石	~5.5	1.68	2030	6.7 (平行C轴) 5.0 (垂直C轴)	0.00	1370
熔融石英	~4.5	1.37	1667	0.55	0.00	470
MgO 晶体	~6.8	1.66	2800	13	0.00	690
Ge 晶体	~25	4.02	940	6.1	0.00	800
Si 晶体	~15	3.42	1420	4.2	0.00	1150
热压多晶硫化锌	0.57~15	2.25	1020	7.0	0.00	354
热压多晶氧化镁	0.39~10	1.7	—	13.9	0.00	640
热压多晶氟化钙	0.2~12.0	1.37	—	—	0.00	200
热压多晶碲化镉	2~30	2.7	—	5.9	0.00	40
氧化铝陶瓷	1~6	—	2050	—	0.00	—
氧化镁陶瓷	0.2~5	-	2570	—	0.00	—
氧化钇陶瓷	0.25~10	—	2410	—	0.00	—
氟化钙陶瓷	0.2~12	—	1360	—	0.00	—

且在 4~40 μm 和 78 μm 附近有强的吸收带，它用作窗口材料，可以兼有滤除近红外辐射的作用；但它的热膨胀系数较大。聚乙烯塑料也是一种比较理想的红外窗口材料，它在远红外区的透射率也较高，而且很便宜，折射率较小(约 1.5)，且 λ>150 μm 后折射率基本上是常数；其次，其机械强度也较强，在液氮温度下可以用作真空密封；聚乙烯也可用做透镜和其它远红外光学元件材料。但它的软化温度较低(约 70°C)，因而不能在高温下使用；而且低于液氮温度时，它就变得很脆，容易裂开。聚丙烯和聚四氟乙烯的透射性能与聚乙烯类似，但它们的机械强度和软化温度都比聚乙烯高，聚四氟乙烯已经普遍地应用于远红外诊断的光学系统中。近来，在远红外区也广泛使用 *TPX* 塑料做光学元件，它具有优良的物理和机械性能，可以在高温下压膜成型，刚度高、机械强度强、容易

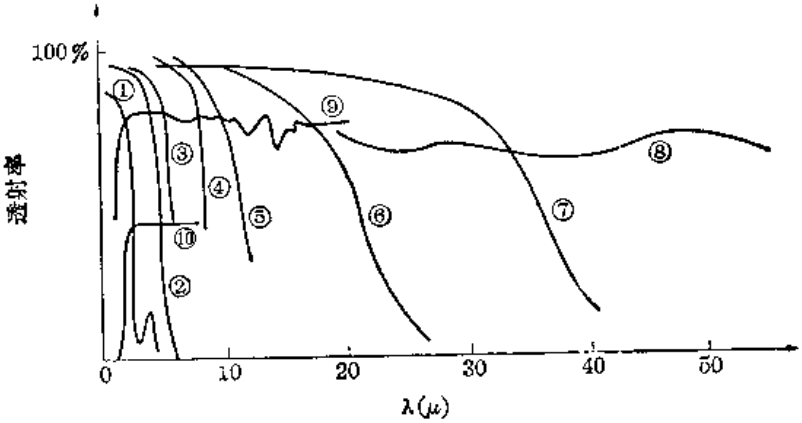


图 4.3.9 部分红外光学材料的透射率曲线

① 玻璃(3 mm)； ② 熔凝石英(2.5 mm)； ③ 蓝宝石； ④ LiF；
⑤ 萤石； ⑥ 岩盐； ⑦ KBr； ⑧ 聚乙烯； ⑨ 硅树脂； ⑩ 锗；
(③~⑥ 的厚度均为 1 mm)

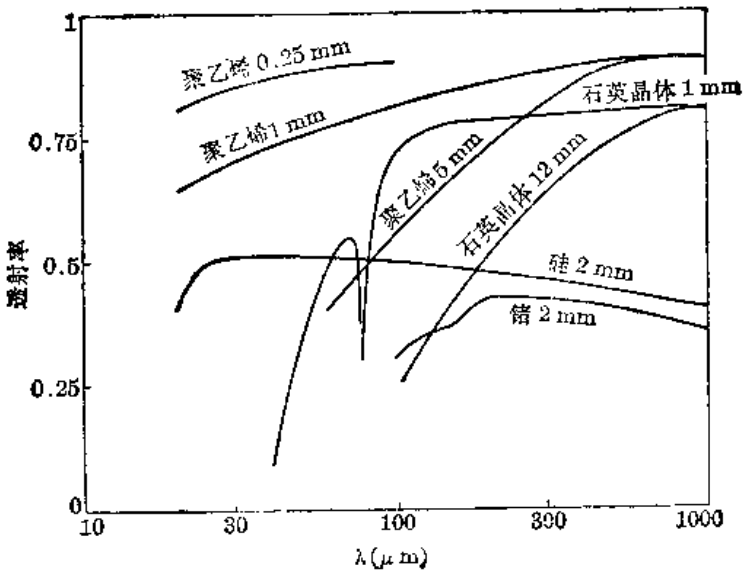


图 4.3.10 部分远红外光学材料的透射率曲线

加工，而且有良好的抗腐蚀和抗热变形能力；尤其是，它对可见光完全透明，在可见光和远红外区的折射率十分接近(约 1.43)，这就意味着用它做材料而组成的光学系统，对可见光和远红外光的图象是重合的。这样，就可以利用可见光来调整光学系统，从而可以大大简化复杂的远红外光学系统的调整。此外，高纯的硅、锗晶体也可用做远红外窗口材料，但其透射性能比前述的几种材料都差，因而用得不十分广泛。

反射镜 几乎所有的远红外反射镜都是由固体金属或在玻璃表面镀金属膜的反射面所构成的。金属表面对入射辐射的反射率 R 可用下述经验公式表示：

$$R=100-3.65\rho^{1/2}\lambda^{-\frac{1}{2}} \quad (\%), \tag{4.3.26}$$

式中 ρ 是电阻率，单位是 $\mu\Omega\cdot$cm；λ 是入射波长，单位是 μm。由此可见，对于同一种金属，它对长波辐射的反射率比短波的高；而且，电阻率很低的金属，如银、金、铜、铝等都是很好的反射体材料。但银、铜不常用作反射镜，因为其表面很容易失去光泽。金是一种很好的反射材料，即使 $\lambda<30\,\mu$m，其反射率还是很高，而且性能稳定。通常用表面镀铝膜的玻璃做反射镜，因为它的反射率比较高，长期使用时，其性能几乎不变，而且比较便宜。此外，铝在可见光区也是很好的反射体，因而可以借助于可见光源来调整铝反射镜组成的远红外光学系统。当用金属镀层做反射镜时，必须注意反射层要足够厚，以保证有足够高的反射率，因为金属镀层对高频电磁波的趋肤深度随波长的增长而增长。

红外滤光片 红外滤光片有三类：带通滤光片、短波通滤光片和长波通滤光片。材料的选择性吸收、反射效应，以及干涉、衍射效应，都可以利用来制成红外滤光片。利用材料的吸收特性制成的滤光片，称为吸收滤光片，这是最常用的一种滤光片，因为它制造和使用方便。大多数材料在近红外和远红外区都有一定的吸收带，可以根据需要选择不同的材料来做滤光片。例如，利用熔融石英、蓝宝石、萤石等可以做成近红外短波通滤光片。在近红外区还常用一种干涉滤光片，它是在一个透光的基片上真空沉积若干层介质膜而组成的，它有良好的性能，可以根据需要制成不同通带的滤光片(这取决于沉积的介质膜的折射系数和厚度)，而且其透射率曲线随波长的变化较陡峭，很接近于理想滤光片特性，但它难以用于远红外

区。在远红外区，常用一种聚乙烯吸收滤光片，它是在聚乙烯基体上悬浮某些吸收材料的微粒而制成的，常用的材料有碳和某些离子晶体（如 NaF、TlCl、TlI、CaF_2 等），这种滤光片很容易做，它的短波截止波长主要取决于悬浮微粒的成分、含量和颗粒大小，可根据需要制成短波限为 20～200 μm 的滤光片。此外，还可利用某些晶体在某些波带有很强的反射率的特性，做远红外滤光片，表 4.3.5 列举了这类晶体及其强反射带的数据。由此可见，这类滤光片可用在 10～400 μm 波段。其它部件，如反射和透射光栅、反射式和透射式金属栅网等，也可用作远红外滤光片，其原理在第五章将详细介绍。

表 4.3.5 高反射率晶体的有关参数

晶体	峰值反射率波长 (μm)	50% 反射率的波长范围 (μm)	晶体	峰值反射率波长 (μm)	50% 反射率的波长范围 (μm)
MgO	20	13～30	KCl	64	54～74
NaF	34	25～42	KBr	80	68～88
CaF_2	36	22～41	CsBr	120	95～140
BaF_2	49	32～60	CsI	145	125～170
NaCl	53	45～65	KRS-5	165	130～400

§4.4 紫外光的探测[38～49]

随着等离子体温度的升高，等离子体辐射移向短波区，等离子体中杂质的线辐射的短波成分也逐渐增多，当等离子体电子温度达几百电子伏以上时，杂质的线辐射大部分都落在紫外光区。通过这些紫外杂质谱线强度的绝对测量，可以测定等离子体的杂质成分和辐射损失等。因此，紫外辐射的测量和谱分析是高温等离子体诊断的一个重要组成部分。

由于紫外辐射的光子能量大于可见光，所以可见光的探测器在紫外区都能应用，而且还要更灵敏些。但与此相应地也产生新的困难，即由于紫外辐射与物质的相互作用比可见光强烈，致使紫外辐射的透射材料及光的传输成为紫外辐射测量的主要问题。根据紫外辐射在介质中的透射特性，可将其分为三个波区。从可见光的紫端（4000Å）到 3000Å 的紫外辐射，称为近紫外辐射；在这个辐射区内，大多数可见光的透射材料都可用。波长为 3000～2000Å 的辐射，称为远紫外辐射，在这个辐射区内，只有少数的材料可用做透射材料。波长 2000～10Å 的辐射，称为真空紫外辐射区，由于在这个辐射区内，空气（特别是其中的氧）对辐射的吸收十分严重，为了避免空气对辐射的吸收，整个光程都必须处于真空中，故称为真空紫外辐射区。

在紫外光区，常用的透射光学材料主要是熔融石英、蓝宝石、CaF_2、LiF、BaF_2、MgF_2 等，图 4.4.1 给出了几种透紫外光学材料的透射率曲线。其中 LiF 晶体是已知的能够透过最短紫外辐射的材料，它的透射短波限是 1040 Å，它经常作为真空紫外光学系统的窗口材料。对于波长短于 1040 Å 的紫外光，就基本上没有可用的透射材料了，它们只能透射过极薄的薄膜材料。常用的薄膜材料主要有 Be、In、Ag、Au、Zapon（硝化纤维薄膜）、Mylar（聚酯薄膜）等。由于这些薄膜不能用得太厚（以免有强的吸收），难以用作为真空密封窗口材料，只能涂附在探测器表面或栅网支架上作为滤光膜用。作为例子，图 4.4.2 给出了两种厚度的 In 膜的透射率曲线，由图可见当波长小于 750 Å 后，这种薄膜也不能透过辐射了。

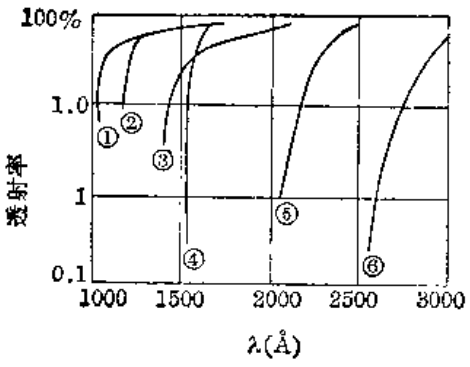


图 4.4.1 几种透紫外光学材料的透射率曲线
① LiF; ② CaF_2; ③ 蓝宝石; ④ 熔凝石英; ⑤ 玻璃(7910); ⑥玻璃(9700)
(①~⑥ 厚度均 1mm)

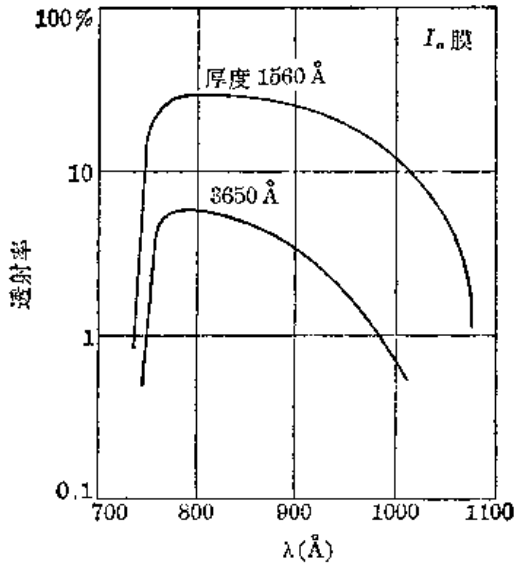


图 4.4.2 In 薄膜的透射率曲线

§ 4.4.1 紫外探测器

各种紫外辐射探测器，都是利用紫外辐射与物质相互作用的各种效应作为其基本原理的，这些相互作用效应包括光电子发射、化学变化、光电导、荧光、气体光电离和热效应等。以下我们介绍几种重要的紫外探测器，至于光电离探测器和热探测器主要用于测定辐射的绝对强度，我们将在下一节介绍。

照相乳胶 照相乳胶中的卤化银对紫外辐射是灵敏的，但由于其中的明胶对 2400 Å 以下的辐射有强烈的吸收，使得一般的照相乳胶仅对 4850～2400 Å 范围的光灵敏。图 4.4.3 是一种明胶 (50.5%C、6.8%H、17.5%N、25.2%O) 的质量吸收系数 μ_m(右边纵坐标)及辐射在其中的穿透深度 d(左边纵坐标)与波长的关系曲线，由图可看到，明胶对短波的紫外辐射的吸收是很严重的，一直到软 X 射线区，明胶的吸收才开始逐渐减弱。有两种方法可扩大照相乳胶对真空紫外辐射的灵敏范围。其一是尽量减少乳胶中明胶的含量，例如柯达公司生产的 SWR 型和 Pathé 型乳胶片，都是属于这类真空紫外乳胶片。这类紫外乳胶片感受短波辐射的能力较强，它们对 1200 Å 以上的紫外光仍很灵敏。其缺点是表面没有保护膜，容易擦伤；而且由于这类乳胶片含银量过高，极易产生摩擦灰雾和压力灰雾，使用时要注意。其二是在普通的乳胶片表面涂上一层荧光物质，使辐射转换成波长较长的光，而不易被乳胶片中明胶所吸收。最常用的荧光物质是水杨酸钠的甲醇或乙醇溶液。由于荧光物质的荧光光谱是固定的，它不随入射的紫外光波长而变化，因而它有相当均匀的谱响应范围，用它来

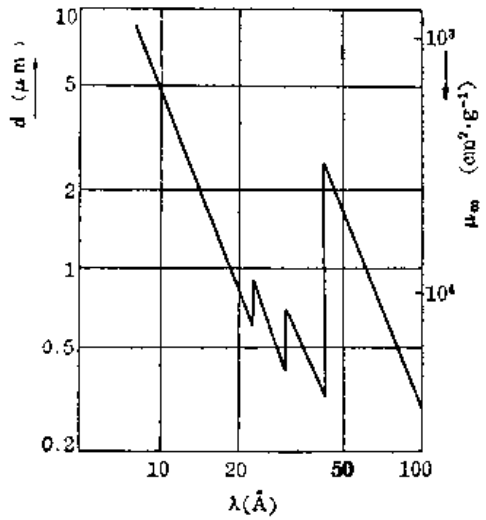


图 4.4.3 明胶的质量吸收系数及紫外辐射在其中的穿透深度随波长变化的曲线

测量紫外辐射光强时，其光强的推算要比前一种乳胶片容易得多。虽然照相乳胶探测紫外辐射的灵敏度不如光电探测器高，而且线性也较差(因而用它测光强时，必须进行标定)，但它可覆盖较宽的波长范围，因而当需要同时记录较宽波长范围的辐射谱时，利用乳胶片是最有效的。

光电倍增管 光电倍增管的短波特性主要取决于窗口材料，如果将普通的对可见光灵敏的光电倍增管的窗口材料换成透紫外光的材料(如熔融石英、蓝宝石、LiF 等)，则它们就可以在远紫外，甚至真空紫外区使用。例如利用 LiF 做窗口材料，并用普通的光阴极材料做成的光电倍增管，其谱响应曲线的短波限可扩展到 1050Å。如果利用只对真空紫外光($\lambda \lesssim 2000$Å)灵敏的光阴极材料(如 CsTe, RbTe, CsI, CuI_2 等)做光阴极，并用 LiF 做窗口材料，则这样组成的光电倍增管，可以只对 1050～2400Å 的真空紫外光灵敏；并且由于光阴极的功函数较高，因而这类光电倍增管的暗电流很低，阴极暗电流可低于 10^{-17}A。为了进一步扩展光电倍增管的探测短波限，可以采取两种办法：

一是和照相乳胶扩展短波限的方法相类似，就是在普通的光电倍增管的窗口上喷镀一层光谱转换的荧光材料，从而使光电倍增管对荧光材料的吸收谱区内的紫外辐射灵敏。最常用的荧光材料也是水杨酸钠。将水杨酸钠的甲醇或乙醇饱和溶液喷涂在光电倍增管的玻璃窗上，待溶剂完全蒸发后，在其表面就形成水杨酸钠的晶体层，其厚度大约为 1 mg/cm² 时有最佳的响应率。它在 400～3400Å 光谱范围内，量子效率几乎为常数，约为 65%；它的荧光光谱基本上落在 3500～5500Å 范围内，最强的荧光强度是位于 4200Å 处，与 S-11 光阴极的峰值响应波长相重合，而且荧光衰减时间也很短，约 7～12 ns，因而它是一种比较理想的荧光材料。但水杨酸钠荧光体有一个缺点，即它在大气中保存时性能不太稳定，量子效率会随着时间而有缓慢的下降，而必须保存在真空中或清洁的干燥空气中，性能才较稳定。有时为了提高这类光电倍增管对短波辐射的响应率，可以在荧光层外蒸镀上一层金属膜(如 1000Å 厚的 Al 膜)，一方面它可以滤除长波辐射，使其对长波辐射不灵敏，另一方面它可以反射荧光材料所发出的荧光，从而可以更有效地利用荧光光子。此外，也有人试用过其它的荧光材料，如对联三苯 (*p*-Terphenyl)、四苯基丁二烯 (Tetraphenyl butadine)、联苯芪 (Diphenyl Stilbene)、晕苯($C_{24}H_{12}$)和 $CaSO_4$ 等，这些材料中，有的量子效率比水杨酸钠高，有的性能更稳定，或者有的荧光衰减时间更短。不过水杨酸钠的性能，对一般使用来说已相当满意了。

二是采用无窗式光电倍增管。这时，如果仍用前述的碱金属的碘化物和碲化物做光阴极，其响应的短波限可扩展到 100Å 以下，而且如果将它们保存在真空中，将会保持有较高的量子效率；但暴露大气后，它的量子效率会降低。由于无窗光电倍增管通常要暴露在大气中，因而最好用在大气中较稳定的材料做光阴极和打拿极。例如 BeCu、CsSb、BeO、MgO、SrF_2、LiF 等材料做光阴极，性能较稳定，而且还有足够高的量子效率；而打拿极则可用在大气中稳定的 Cu-Be、Ag-Mg 等材料来做。但要注意上述光阴极材料(包括碘化物和碲化物材料)的光电子产额与入射角有关，它一般是随入射角的增大而增大，而在八十几度左右达到最大。图 4.4.4 是 LiF 光阴极的量子效率随入射角 θ 和入射波长 λ 变化的曲线。此外，还可用纯金属(如 Ni, Pt, W, Cu, Ag, Al, Be, Au, Ta 等) 做光阴极，虽然它们的量子效率比双成分光阴极低，但它们在空气中的性能相当稳定。有的甚至不用光阴极，而直接用第一个打拿极作光阴极。无窗光电倍增管使用时必须注意保持高真空，并且必须注意避免扩

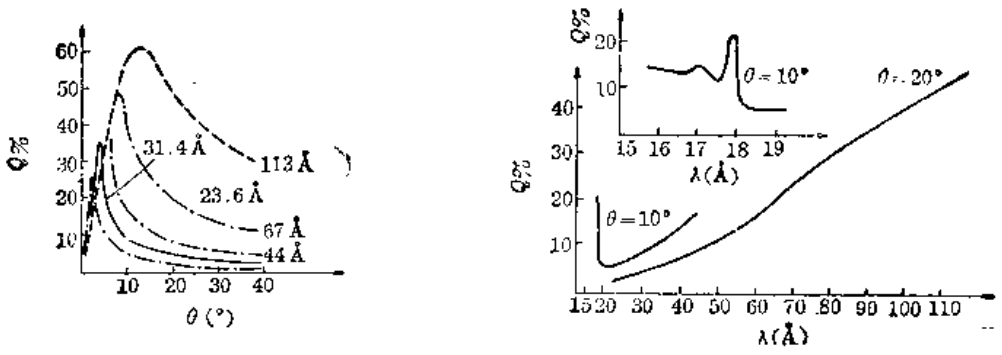


图 4.4.4 LiF 光阴极的量子效率随入射角(a)及入射波长(b)变化的曲线

散泵的油蒸气对电极的污染，因为油蒸气的污染会使打拿极的倍增系数降低。

通道式电子倍增器 这是一种具有连续的打拿极(二次极)的电子倍增器。它是用特殊配制的铅玻璃或陶瓷($ZnTiO_3$)材料制成的，经过适当处理后，这些材料具有大于 1 的二次电子发射系数，且电阻十分高(可达 $10^8 \sim 10^9\ \Omega$)，它可以做成细管状，如图 4.4.5 所示。当在其两端加一高压时(约 1000～4500 V，取决于工作方式和材料)，其内表面就形成连续的打拿极。当具有足够大能量的带电粒子或光子入射在倍增器入射孔的内表面(位于管子的低电位端)时，它可能使管壁发射一个或一个以上的二次电子。这些二次电子被管内静电场沿轴向加速，从电场中获得足够大能量后，又再次与管壁相碰，而产生更多的二次电子。这一电子倍增过程在管内将重复多次(可达几十次)，最后在其输出端将得到经多次倍增了的二次电子电流。这种通道式电子倍增器的增益大小，只取决于所加的电压和管的长径比(即管长与管直径之比)，而与管的绝对尺寸无关，因此，原则上讲，其增益可做得很高。但直管型倍增器由于存在离子反馈效应，其增益不可能很高(一般不超过 10^4)。所谓离子反馈效应，就是在倍增器的输出端由于电子电流密度较高，电子流有较大的几率与管内剩余气体分子碰撞而产生正离子。这些正离子被轴向电场反向加速而流向输入端，在此过程中，正离子从电场中获得能量并不断与管壁碰撞产生二次电子，此二次电子又被倍增，在输出端产生新的输出脉冲电流，这就干扰了真正的输出脉冲。为了克服直管型电子倍增器中存在的这种离子反馈效应，可以将倍增器制成各种弯管型(如圆弧型、波纹型、螺旋型等)。在弯管型倍增器中，正离子被反向加速，其行进不久就与管壁相碰，当它的行程短到使其从电场中所获得的能量不足以使管壁放射出二次电子时，就可以抑制离子反馈效应。在弯管型倍增器中，只要设计弯管的曲率半径小于一定的数值，就可有效地抑制离子反馈效应，因而其增益可达到很高的数值(约 10^8)，正因为这样，弯管型电子倍增器的应用比直弯型广泛。这类连续通道式电子倍增器有两种工作方式，一种是模拟(电流式)工作方式，即直接测量与输入成正比的输出电流，这时为了避免直流工作电流的变化(由于管壁电阻值是不稳定的，它随温度的变化较大)对模拟信号电流的影响，一般均用分立的收集极收集输出电流，如图 4.4.5 所示。它通常是在较低的工作电压下工作，因而其增益较低(约 10^6 量级)，其可测的最高灵敏度由暗电流决定(约为 1 pA 量级)，而其具有线性输出特性的工作范围则由直流工作电流

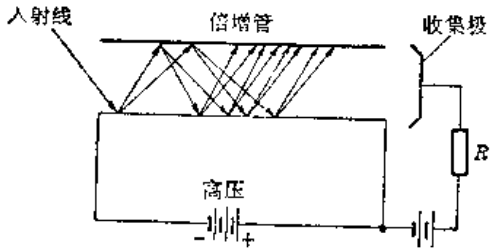


图 4.4.5 连续通道式电子倍增器示意图

决定，一般具有线性输出特性的最大输出平均电流近似为直流工作电流的10%。这类电子倍增器的直流工作电流通常约为几个微安，特殊设计用于模拟测量的倍增器的工作电流可达几十微安。故这种工作方式的动态工作范围约为$1\times10^{-12}\sim(0.1\sim1)\times10^{-6}$A。另一种是脉冲计数工作方式，这种工作方式的直流工作电压较高，基本上是在饱和增益区，其增益可达10^8，且输出电流脉冲幅度受输出端处空间电荷限制，比较一致，利用标准的脉冲幅度甄别技术很容易将噪声脉冲甄别掉。因而这种工作方式的本底噪声计数可很少（约为0.1/s以下），故其灵敏度可很高。单个电流脉冲宽度约为10ns，它所能测量的最大计数率主要是受平均电流极限的限制，一般为10^5/s。当计数率大于10^5/s时，其增益就要下降，但只要输出脉冲幅度仍较大，并足以将噪声脉冲甄别掉，这时也可在较高的计数率下工作（最高可达10^6/s量级）。这种电子倍增器只对真空紫外以上的短波光子灵敏，若在管的入口处镀以一层MgF_2或CsI膜，则可以适当地扩展其可测的长波限。图4.4.6画出了一种通道式电子倍增器对波长60～1850Å的光子的探测效率曲线。此外，这种电子倍增器的连续倍增极表面比较稳定，暴露大气后其性能基本上没有什么变化；而且结构简单，体积小。因此，它是一种应用日益广泛的真空紫外探测器。

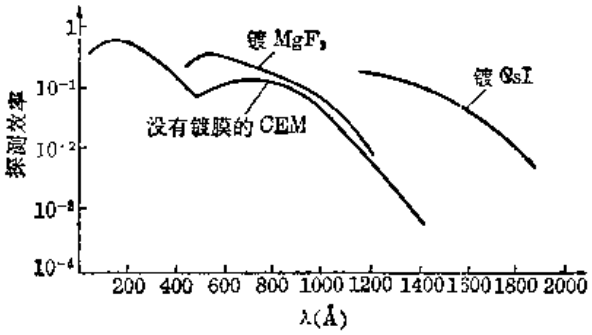


图4.4.6 电子倍增器对真空紫外光子的探测效率随波长变化曲线

§4.4.2 紫外光的绝对测量

为了测量任一波长紫外辐射的绝对强度，紫外探测器必须进行绝对标定。通常是利用强度已知的标准源对探测器进行绝对标定的，然而标准的紫外光源特别是真空紫外光源一般是不容易得到的，因而常常希望能够得到在可见光区到真空紫外光区的广阔光谱范围内有恒定的谱响应率的探测器，这样就可以利用标准的可见光源对它进行绝对标定。热探测器和光电离探测器就是这类探测器，它们可以利用标准的可见光源进行绝对标定，经标定后它们可以用来绝对测量紫外辐射强度，或用它作为标准探测器来绝对标定其它探测器。

从上一节我们已经知道，有些热效应辐射计（如热电偶、测辐射热计、气动探测器等），只要接收面能完全吸收入射的辐射能量，它们可以在很宽的频谱范围内有恒定的谱响应率。当用作紫外探测器时，它们的接收表面常镀上一层全黑，并且使接收表面相对于其周围有一定的负电位差（用以抑制光电子的发射），这样它们就可从可见光到500Å的真空紫外光区，均有恒定的谱响应率。它们是很好的紫外标准探测器，但由于它们的时间响应较慢，而且探测灵敏度也较低，在实际的等离子体诊断中，主要用于测量等离子体的总的辐射损失，或者作为标准探测器用来对其它探测器进行绝对标定。

此外，光电离探测器（在紫外波段主要是电离室）也可以用来测量紫外光的绝对强度，而且它是迄今最精确的、重复性好的一种探测器。它的工作原理如下：若电离室充以一种气体，当入射的光子能量大于该气体的电离阈能时，则气体原子每吸收一个光子将产生一定数量的电子-离子对，这称为光电离产额。一般多原子气体的光电离产额小于100%，而单原子气体（即惰性气体He、Ne、Ar、Kr、Xe等）的光电离产额则是100%。如果电离室能够完全吸收入射的辐射，或者气体对入射辐射的吸收系数是已知的或可绝对测量，并且气体的

表 4.4.1 惰性气体的电离极限波长

气体	He	Ne	Ar	Kr	Xe
电离极限(Å)	504	575	787	886	1022

光电离产额也是已知的，则只要用一对具有一定电位差的电极收集全部电离电流，那就可从输出电离电流的读数推算出每秒入射的光子数，所以电离室可用作测量辐射绝对强度的探测器。由于受气体电离阈能的限制，它只能用来测量波长为 250～1022Å 的真空紫外辐射；而且由于惰性气体的电离产额是100%，故常用它们作为电离气体。表 4.4.1 列出了惰性气体的电离极限波长。绝对测量用的电离室可以有各种结构形式，图 4.4.7 是一种双电离室结构。设每个电离室的长度为 d，气体对紫外辐射的吸收系数为 μ，且射入电离室 1 的光子流为 N_0 光子/秒，则射入电离室 2 的光子流为 $N_0\exp(-\mu d)$。若测得两个电离室的电离电流分别为 I_1、I_2，则有

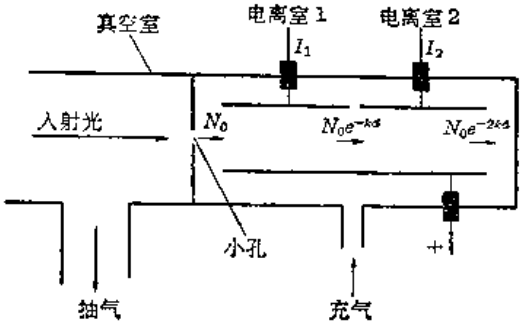


图 4.4.7 绝对强度测量用的双电离室

$$I_1=eN_0\eta(1-\exp(-\mu d)]; \tag{4.4.1}$$

$$I_2=eN_0\eta\exp(-\mu d)[1-\exp(-\mu d)], \tag{4.4.2}$$

其中 η 为气体的光电离产额。由上两式就可求得

$$\mu=\frac{1}{d}\ln\left(\frac{I_1}{I_2}\right)。 \tag{4.4.3}$$

这样，只要 η 是已知的，并测量了两电离室的电流 I_1、I_2，由(4.4.1)和(4.4.3)式就可求出入射的绝对光子流 N_0。当利用电离室进行强度的绝对测量时，必须注意以下三个问题：由于在电离室适用的波长范围内 (250～1022 Å)，基本上没有什么材料可用做窗口材料，故它大多是无窗的。因而使用时必须注意：主真空系统必须是在高真空状态，以保证标定前后入射的光子通量是相同的；必须保证整个电离室的气压是均匀的；必须保证电离室是工作在离子电流-电压曲线的坪区。只有这样才能保证标定具有足够高的精度。

§4.5 X 和 γ 射线的探测[50～54]

随着高温等离子体电子温度的提高，等离子体的韧致辐射和高电离杂质的线辐射将有相当大的部分是处在软 X 射线区；此外，在有些等离子体装置中，还会有一些超热电子产生能量相当高的硬 X 射线。由于上述的 X 射线辐射所引起的能量损失，是高温等离子体能量损失的重要组成部分，因此，从能量损失的观点来看，对 X 射线的监测将变得日益重要；另一方面，X 射线的探测和谱分析，也是若干等离子体参数和特性诊断的重要基础。例如，通过 X 射线连续谱的测量，可以测定等离子体电子温度；通过 X 射线杂质谱线多普勒加宽的测量，可以测定等离子体离子温度；X 射线测量也可用来诊断等离子体的杂质成分并用来研究杂质的空间分布及其输运过程；最后，X 射线的测量又是诊断等离子体磁流体不稳定性的重要工具。因此，X 射线测量在高温等离子体诊断中将起日益重要的作用。

一般讲，在等离子体中基本上不存在 γ 射线辐射。但是，当发生热核反应后，就会产生

大量的γ射线。X射线和γ射线对人体都是有害的，对它们的监测和防护，也是高温等离子体实验必须注意的一个问题。γ射线也是高能电磁辐射，它与X射线的区别在于它们的发射机制不同，γ射线主要是指原子核状态发生变化时所发射的电磁辐射，而X射线则是核外内层轨道电子的跃迁或高能电子的速度变化时所发射的电磁辐射。一般γ射线的能量大于X射线的能量，其分界线大致在100 keV左右，不过也有高能的X射线和低能的γ射线相重迭的情况存在。由于它们的探测方法是类似的，所以在这里一起讨论。

§4.5.1 X和γ射线的吸收和辐射电离现象

X、γ射线和可见光一样，都是电磁波，它们通过介质时，都会与构成介质的带电粒子（电子和离子，特别是电子）发生强烈的电磁相互作用，而使其强度随着所通过的介质的厚度的增加而逐渐减衰。而且，当它们在均匀介质中传播时，其强度（平行光束）的衰减都遵从指数衰减规律，即

$$I = I_0 \exp(-\mu_l l), \tag{4.5.1}$$

其中I_0、I分别为未经和经过厚度为l的均匀介质时的射线强度；μ_l为吸收系数（亦称为线吸收系数。有时还用原子吸收截面σ_a和质量吸收系数μ_m来表征物质的吸收特性，它们和μ_l有如下关系：

$$\mu_l = \frac{\rho N_A}{A}\sigma_a = \rho\mu_m, \tag{4.5.2}$$

式中N_A为阿伏加德罗常数，A、ρ为吸收体的原子量和密度。将μ_m值代入(4.5.1)式，得

$$I = I_0 \exp(-\mu_m \rho l), \tag{4.5.1'}$$

并称ρl为吸收体的质量厚度。

在可见光和紫外光区，物质对光的吸收具有复杂的谱特性，呈现明显的共振吸收现象，伴随着相应的电子能级的跃迁。当光子能量大于某一电子的电离能时，就不会产生相应子该电子的共振吸收，只会使该电子电离，即所谓光电效应。当光子能量进入软X光区，就可能大于原子最内层（即K层）电子的电离能，这时就不再有共振吸收，光子和物质的相互作用只有光电效应了。随着光子能量的进一步增加，出现了新的相互作用，即康普顿效应和电子对效应，这是X和γ射线和物质相互作用的三个主要效应，下面分别加以介绍。

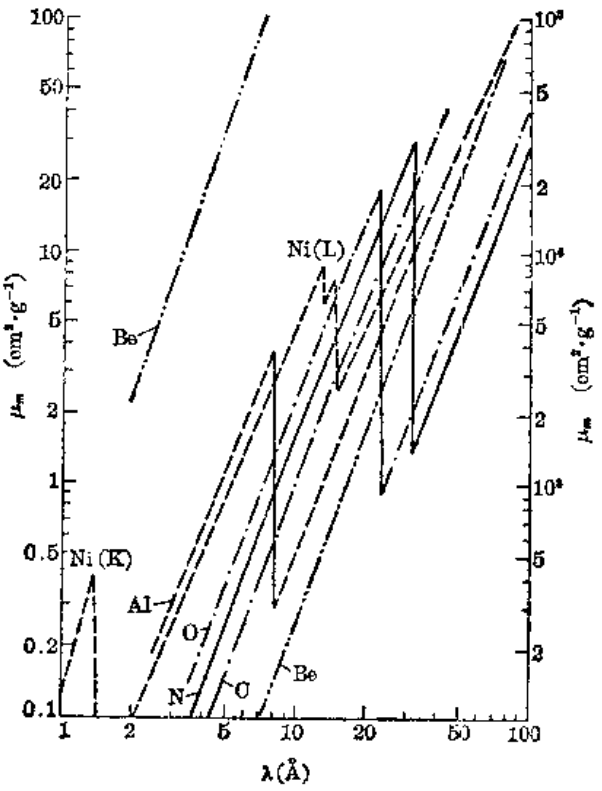


图4.5.1 几种元素光电吸收系数随波长变化曲线

光电效应 它的特点是光子能量被原子中某一束缚电子全部吸收并使之脱离原子而运动；其发生几率随着电子的束缚程度而迅速增加。因面只要光子能量足够大，光电效应主要是内层电子的贡献。光电吸收系数随吸收物质、光子能量的变化而变化，图4.5.1给出了几种元素的质量吸收

系数 μ_m 随 X 射线波长变化的曲线，由此可明显地看到：(1)光电吸收系数一般随着波长的减小而降低，即波长较短(能量较高)的射线的穿透本领较强。(2)波长减小到某一定数值时，吸收系数突然增加，这是当入射光子能量接近于内层(K、L 等层)电子的电离能时，出现的最后几个共振吸收现象，由于吸收系数呈现陡突的上升沿，故称相应的波长为吸收边。对于同一壳层，不同元素的吸收边波长随原子序数的增大而减短，如图 4.5.2 所示。它是 X 射线光电吸收边波长随原子序数变化曲线。(3) 对于同一波长，原子序数越高的元素，一般其吸收系数越大。由上述可以看到，光电吸收系数与原子序数 Z 及波长 λ 的关系是复杂的，不能用简单的关系式表示。但在吸收边之间，各种元素的质量吸收系数可以用下列半经验公式表示：

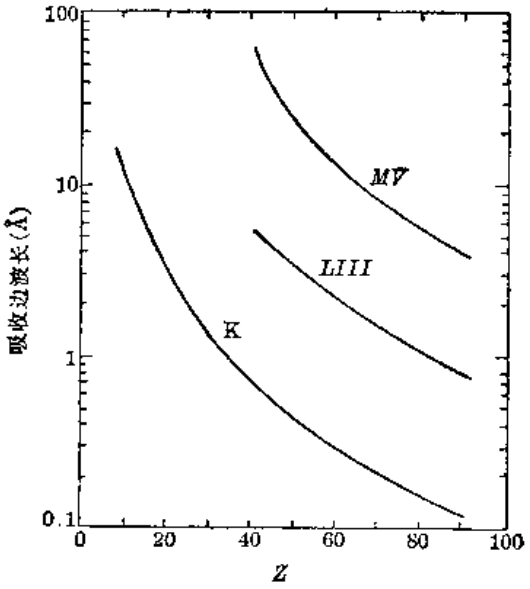


图 4.5.2 光电吸收边波长随原子序数变化曲线

$$\mu_{me}=C\frac{N_A}{A}Z^4\lambda^3, \qquad (4.5.3)$$

其中 C 是常数，但它在不同的吸收边之间是不同的。而当 X 射线波长小子某一元素的 K 吸收边波长时，它在该元素中的光电吸收系数可用下列经验公式近似表示：

$$\mu_{me}\simeq 0.0089\frac{Z^{4.1}}{A}\lambda^n \quad (\mathrm{cm^2\cdot g^{-1}}), \qquad (4.5.4)$$

式中波长 λ 的单位为 Å；指数 n 为常数，但它与 Z 还有一些关系(当 $Z=5\sim6$, $n=3.05$; 当 $Z=11\sim26$, $n=2.85$)。由上式再次可以看到，光电吸收系数与 Z 的关系十分密切，Z 越大，μ_m 越大。因此，软 X 射线的透射窗材料应采用 Z 值小的材料，最常用的透射窗材料是 Be 膜，此外还可用由 C、H、O 等轻元素组成的有机塑料薄膜(如 Mylar 膜等)做透射窗。

康普顿效应 由上所述，可以看到光电效应随着光子能量的增大而迅速地下降。当光子能量大于 100 keV 时，康普顿效应将成为物质对 X、γ 射线吸收的主要效应。康普顿效应是光子与原子中的一个电子的弹性碰撞过程，在弹性碰撞过程中，光子的一部分能量转变为电子的动能，散射光子的能量比入射光子能量小，即波长变长了。这个效应中射出的电子称为反冲电子，它的能量随散射光子的散射角而变化。由于在康普顿散射过程中，每个电子近似地作为自由电子独立地与光子相互作用，因而康普顿效应的原子截面近似地与 Z 成正比，故康普顿效应的质量吸收系数近似为

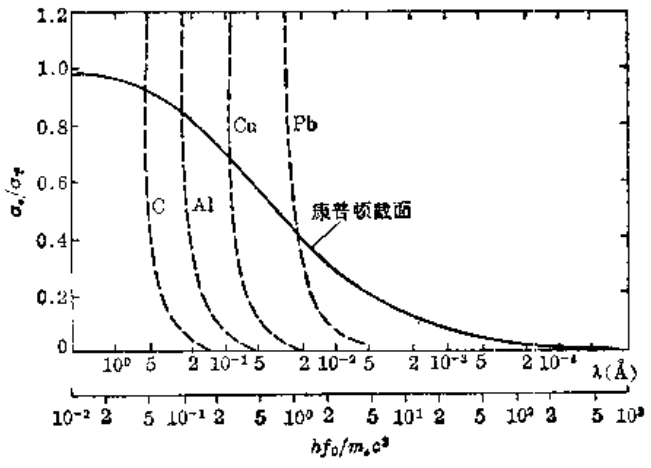


图 4.5.3 单电子康普顿散射截面随光子能量变化曲线

$$\mu_{ma}\simeq\frac{N_AZ}{A}\sigma_e, \qquad (4.5.5)$$

式中 σ_e 为单电子的康普顿散射截面，它只是光子能量的函数，而几乎与物质的性质无关。图

4.5.3 给出了单电子散射截面随光子能量变化的曲线，图中也用虚线画出了几种元素的光电效应的原子截面，且图中的截面是相对于汤姆逊散射截面

$$\sigma_T=\frac{8\pi}{3}r_0^2=0.665\ \mathrm{b}$$

归一化的$\left(\text{其中 } r_0=\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 mc^2} \text{ 是电子的经典半径}\right)$。由于对各种元素，比值 $\frac{Z}{A}$ 近似为常数，故各种元素的康普顿效应的质量吸收系数近似为常数，这是康普顿效应的显著特点。

电子对效应 当入射的光子能量大于两个电子静止质量所相当的能量(1.022 MeV)时，光子与物质的相互作用会产生一对电子和正电子，而光子本身则湮灭了，这称为电子对效应。电子对产生效应的质量吸收系数可近似地表示为

$$\mu_{mp}=\begin{cases}K_1\dfrac{Z^2}{A}(E-1.022), & \text{当 } E\sim 1\ \mathrm{MeV}\text{ 时;}\\[2ex] K_2\dfrac{Z^2}{A}\ln E, & \text{当 } E\gg 1\ \mathrm{MeV}\text{ 时。}\end{cases}\tag{4.5.6}$$

综上所述，物质对 X、γ 射线的吸收，是 X、γ 射线与物质相互作用面出现的上述三种效应的总结果。因此，总吸收系数是三种效应的吸收系数之和，即

$$\mu_m=\mu_{me}+\mu_{mc}+\mu_{mp}。\tag{4.5.7}$$

从(4.5.4)、(4.5.5)和(4.5.6)式可以看到，μ_m 或 μ 值是随吸收体的 Z 值及射线能量 E 而变化的。一般讲，光电效应在低能、高 Z 元素中占优势，电子对效应则是在高能、高 Z 元素中占优势，而康普顿效应是在中能区占优势。图 4.5.4 画出了铅、锡、铜、铝的吸收系数(其中虚线表示铅的三种分效应)随能量变化曲线。显然，比重越大、原子序数越高的材料，对 X、γ 射线的吸收越强，所以常用铅来屏蔽 X、γ 射线的照射。由图也可以看到光子能量在几个 MeV 处，铅有最小的吸收系数，这种能量的光子甚至可以穿过几厘米厚的铅层。

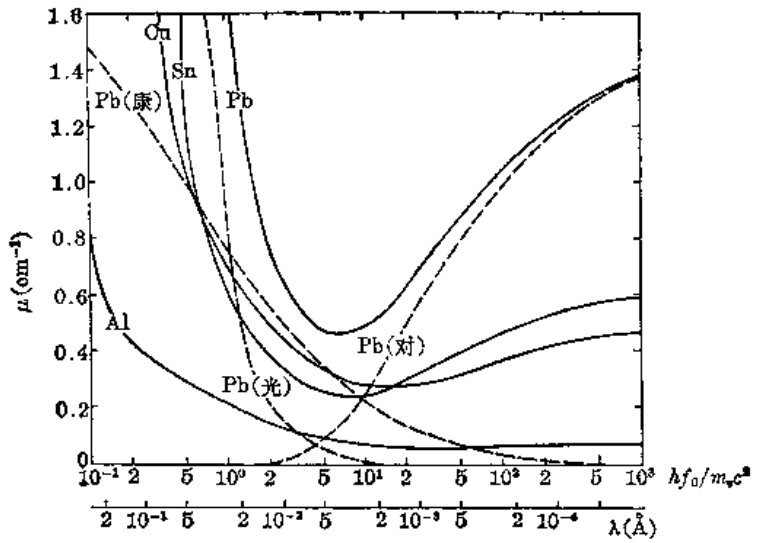


图 4.5.4 几种元素总吸收系数随光子能量变化的曲线

由上述还可以看到，X、γ 射线与物质相互作用的三种效应，都产生具有一定动能的电子，这些快速电子在物质中运动的过程中，又会产生大量的电离粒子，此现象称为辐射电离现象。很多探测器都是利用这种辐射电离现象来测探 X、γ 射线的。因此，研究 X、γ 射线

与物质相互作用效应是设计各种X、γ探测器的基础。

辐射电离效应也是X、γ射线对人体组织造成伤害的基本机制，所以常用X、γ射线在单位质量的标准状态空气中所产生的电离量来描述X、γ射线的辐照剂量。辐照剂量的实用单位是伦琴(R)，它是X或γ射线照射到空间某一位置，使其中每立方厘米标准状态下的空气产生1静电单位的电离电荷时的辐照剂量。因为在很宽的X或γ射线能量范围内，在空气中每产生1对电离电荷所需要的γ射线平均能量约为34 eV，所以1R的辐照量，相当于1克空气在辐照中吸收83.9尔格的致电离能量。如果按与人体组织相当的物质(约73% O, 12% C, 10% H, 4% N)计算，则每克该物质在辐照中吸收83.9尔格的能量，就相当于吸收剂量为1生物伦琴当量。吸收剂量是描述电离辐射的生物效应的物理量，它的实用单位是拉德(rad)，即每克物质吸收100尔格射线的能量时，就称该物质接受了1 rad的剂量。人体允许的安全剂量随接受剂量的部位和射线的种类而有所不同，对X、γ射线来说，安全剂量大概为每周100 mrad。如果按每周工作40小时计算，它相当于人身每平方厘米表面允许接收$1400/E$个光子，其中E为光子能量，其单位为MeV，它的适用能量范围为0.07～2 MeV。当等离子体中会产生强的X(特别是硬X射线)或γ射线时，必须对其所产生的剂量进行监测。剂量监测仪器可采用各种探测元件，例如照相底片、气体探测器(特别是电离室)、闪烁探测器等；此外，也可以用其它方法，如化学剂量计和热发光剂量计等。如果发现工作人员接收的剂量超过安全剂量允许值，就必须加强屏蔽防护层，或增加工作地点到辐射源的距离，或减少工作时间，以保证人身安全。

§4.5.2 气体探测器

气体探测器包括电离室、正比计数管和盖革计数管三种，它们都是利用X、γ射线在气体中所形成的电离电荷来记录X、γ射线的。能量为hf的X、γ射线光子通过气体时，与气体相互作用而产生电子，它的能量将全部(光电效应)或部分转变为电子的动能。这些快速电子在气体中飞行的过程中又会与气体分子发生多次碰撞，在这过程中电子消耗了全部动能而产生许多电子-正离子对。这些电子-正离子对称为原始电离粒子。如果每产生一个电子-正离子对所消耗的平均能量为ε，则对光电效应来说气体每吸收一个能量为hf的光子平均所产生的电子-正离子对的数目为

$$n_0=\frac{hf}{\varepsilon}。\tag{4.5.8}$$

表4.5.1列出了一些常用气体的ε值和它们的第一电离电势。这些原始电离粒子在气体中与作热运动的气体分子碰撞，将会发生以下几种过程：(1)电子和离子扩散；(2)电子被分子俘获而形成负离子；(3)电子-正离子复合或正、负离子复合而形成中性分子。当电离空间没有外加电场时，原始电离粒子将通过上述过程而最后又完全变为中性粒子，从而不能获得任何电信号。为了有效地收集电离电荷，必须在气体电离空间加电场，一般是利用两个电极(平行板或圆筒形)，并在其上加一定的电位差。这个电位差的大小决定了空间电场强度的

表4.5.1 几种常用气体的ε值及其第一电离电势

气体	H_2	He	N_2	Ne	A	Kr	Xe	CO_2	空气	CH_4	C_2F_4	BF_3
ε(eV)	36.8	41.3	34.9	35.9	26.4	24.4	22.1	32.7	34.2	28.1	26.4	35.5
E_1(eV)	15.4	24.6	15.5	21.6	15.8	14.0	12.1	13.7		13.1	10.8	17

大小，也决定了原始电离粒子在气体探测器中的运动特性，从而形成气体探测器的三种不同的工作方式。

原始电离粒子在外加电压作用下，将分别向正、负电极作漂移运动，最后被电极所收集。电极所收集的电离粒子对的数目 N 与外加电压的关系如图 4.5.5 所示。随着外加电压的增大，原始电离粒子的复合几率变小，电极收集的电荷逐渐增加。当所加电压大到足以完全消除复合效应，且又不足以使原始电离粒子产生次级电离时，电极收集的电荷数等于原始电离的电子-正离子对数 $N=N_0$，此为饱和区，这是电离室的工作区。外加电压继续增加，被收集的电荷数又会继续增加。这是因为当外加电压增大到使原始电子在电场中所得到的动能足以产生次级电离时，于是就会形成雪崩式增殖过程。如果外加电压在适当范围内，雪崩电离过程就只局限在有限的区域内发生，而且每个原始电子一般只发生一次雪崩过程，每次雪崩过程所产生的次级电离粒子的数目基本相同，因此电极所收集的总电离电荷的数目 N 与初始电离粒子的数目 N_0 成正比。此比值 $M=\dfrac{N}{N_0}$ 称为气体放大倍数，即气体放大倍数与入射的 X、γ 射线光子的能量无关，这个区域称为正比区，它是正比计数管的工作区域。当外加电压继续增加时，每个初始电离电子在电场中运动可以产生多次雪崩过程，这时气体放大倍数 M 不再是与入射光子能量无关了。这是因为当外加电场（即外加电压）足够高时，初始电离电子所产生的雪崩过程更强烈，而且碰撞激发产生的光子增多，它与气体或阴极作用产生新的光电子，并引起新的雪崩过程，即所谓雪崩的再生。由于光子可向各个方向发射，使雪崩过程向整个阳极丝方向扩展，形成自持放电，直到最后由某些因素使之熄灭为止。所以，在这个区域内，只要气体中产生任何电离事件，都会引起激烈的放电，这时电极所收集的电离电荷数目完全与初始电离数目（即与入射光子能量）无关，这个区域为盖革计数管的工作区。图 4.5.5 只是示意图，纵坐标大致按对数画的，事实上 N 的增加是很大的，尤其在进入盖革区过程中增加得十分激烈。

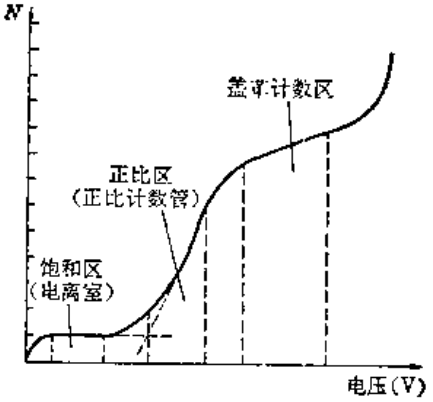


图 4.5.5 气体探测器收集的电荷数与外加电压的关系

由此可见，电离室、正比计数管和盖革计数管虽然都是利用气体的辐射电离效应来探测光子的，但其工作原理还是有差别的，这就在于它们分别工作于收集电荷数与电压关系曲线的不同区域，并由此导致它们在各种性能上的差别。以下我们分别介绍这三种探测器。

电离室 电离室工作于图 4.5.5 曲线的饱和区，在其工作体积内既不存在离子复合过程，也没有气体放大作用。电离室的主要部分是两个绝缘得很好的电极，其间为有效灵敏体积，充有不同气压的各种气体，或者就是大气。它相当于一个充气的电容器，其结构形式是多种多样的，例如有平行板电离室、圆柱形电离室等。电离室的一个电极接测量仪器，它常称为收集极；另一极接高压，称为高压极。它的重要技术关键是要保持收集电极的高度绝缘，这除了要求用高绝缘性能的材料（如聚四氟乙烯、Al_2O_3 陶瓷、琥珀、聚苯乙烯、石英等）将电极绝缘、并保持绝缘体干燥清洁外，通常还在收集极周围加一个保护环，它的电位和收集极电位相同，并与收集电极很好地绝缘，以减少收集极的漏电电流。电离室的工作电压随其大小和结构形式的不同而有很大的差别，低的只需几十伏，高的甚至可达几千伏；每个电

离室都有各自的工作电压坪区，在坪区内，输出电流不随电压变化。电离室没有气体放大作用，输出电流一般很小，需要用小电流放大器进行测量。此外，也可以用静电计测量电极电压的变化，即在使用前使电离室充以一定的电压，然后与充电电源断开，就可使用；使用后由于电极收集了一定量的电离电荷使其电压降低，用静电计测量其上的电压变化，就可测定总电离电荷。例如，个人剂量笔用的电离室就用这种方法测总电离剂量。电离室一般不用来计数单个光子，它大量用于 X、γ 射线的剂量测量，因为它的输出电荷基本上与剂量值成正比，而输出电流与剂量率成正比；而且在很宽的范围内有很好的线性关系，因而很适宜于做剂量的绝对测量。

正比计数管 正比计数管工作于图 4.5.5 所示的特性曲线的正比区。为了使气体空间的加速电场足够大，以产生雪崩电离，正比计数管通常都是采用圆柱形电极结构，如图 4.5.6 所示。圆柱形电极为阴极，中心细金属丝为阳极，若它们之间的电压为 V，则圆柱筒内距中心轴为 r 处的电场强度为

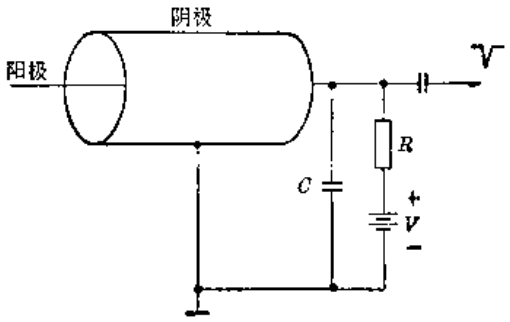


图 4.5.6 正比计数管的结构示意图

$$E(r)=\frac{V}{r\ln\dfrac{b}{a}}, \tag{4.5.9}$$

式中 a、b 分别为阳极丝、阴极圆筒半径。上式表明 r 越接近阳极丝，$E(r)$就越大。例如，$a=0.0375\,\text{mm}$，$b=50\,\text{mm}$，$V=1000\,\text{V}$，则阳极丝附近的电场可高达 $3.7\times10^{4}\,\text{V/cm}$，而阴极处的电场仅为 $1\times10^{3}\,\text{V/cm}$。若计数管充的是 100 托的 H_2，则电子的平均自由程 λ 约为 $10^{-3}\,\text{cm}$。因此，在阴极附近，电子在 λ 全程内只能得到小于 1 eV 的能量，而在阳极附近，电子在 λ 全程内就可得到约 37 eV 的能量，它足以使气体分子再电离。由此可见，正比计数管内产生的初始电离电子只有行进到阳极丝附近的很小空间内，才能使气体分子产生碰撞电离，这样就使得每个初始电子的雪崩放大基本上是一致的，而与它们的产生地点无关，这就保证了在一定的工作电压下，正比管气体放大倍数 M 与入射光子能量无关。气体放大倍数与外加电压 V 有关，V 越大，气体雪崩过程越强烈，放大倍数也越大；此外，M 还与气体的成分和压力有关。图 4.5.7 给出了一个不同比例的氩和甲烷混合气体的放大倍数 M 与工作电压的关系曲线。由此也可以看到，为保证正比管的气体放大倍数稳定，需要用高稳定的直流高压电源供电，特别是在用正比管进行能量测量时，更需要有高稳定的高压电源供电。气体放大倍数 M 不宜取得过大，否则光电子等的雪崩再生过程将变得显著，影响正比管正常工作。一般正比计数管使用的气体放大倍数在 10^3 左右，工作电压几千伏。对于低能 X 射线测量用的正比管，常用的充气气体是甲烷，或氩与甲烷的混合气体；当 X 射线能量大于 1 keV 时，为了增加气体吸收效率，常采用重气体，如氙、氪等。

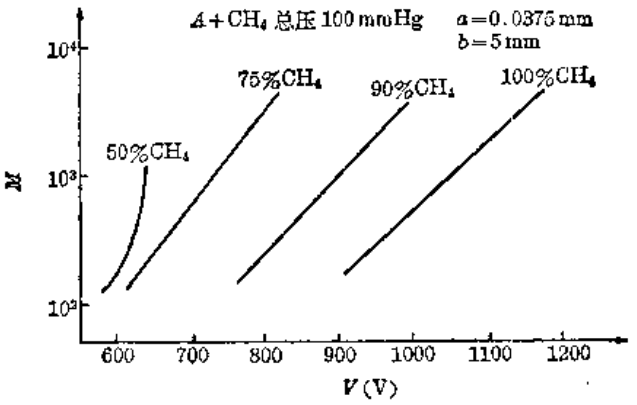


图 4.5.7 气体放大倍数与气体成分及电压的关系

用正比计数管测量低能X射线的主要困难是透射窗。常用的透射窗是Mylar(聚酯薄膜)、聚乙烯、聚丙烯、聚醋酸甲基乙烯脂(Formvar)等薄膜(厚度在1～25μm不等),它们被支撑在镍或尼龙栅网(100～200目,75%左右的透射率)上。不过这样薄的膜不能承受大的压力,也难以真空密封,故这类正比管多采用气流式,即不断通入工作气体,使之维持在大气压附近。对于能量稍高的X射线,可以用Be、云母等薄膜,例如0.1mm厚(~18mg·cm^{-2})的Be膜可以做成真空密封窗。图4.5.8给出了几种透射窗材料的透射率曲线。

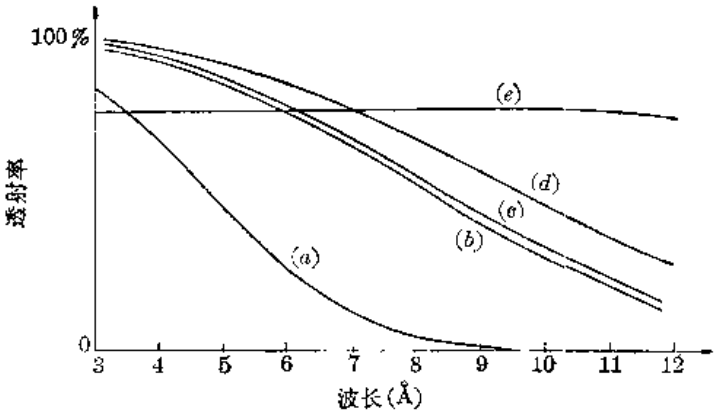


图4.5.8 几种薄膜对软X射线的透射率曲线
(a) 127μBe; (d) 6μMylar; (c) 25μBe; (d)3.75μMylar; (e) 0.1μFormvar, 由75%透过率的栅网支持

正比计数管大多数用于脉冲工作状态,用以记录单个光子事件。为此,我们着重讨论一下正比计数管的输出脉冲形状及其时间特性。在正比计数管内初始电离和雪崩电离产生的电子、离子,在电场的作用下分别向阳、阴极作漂移运动。电荷分离会引起极间电场的改变,从而会在电极上产生感应电荷,并随感应电荷的堆积,使电极相应地产生瞬时的电压变化。因此正比管的输出脉冲电压是由于正负电荷分离在电极上感应的电荷所产生的,它是在电离粒子产生并开始分别向两电极漂移的瞬间就开始产生的,并且随着电荷漂移运动的进行,输出电量逐渐增大,当正负电荷全部被收集时,输出电量就达到最大值MN_0e。可以证明,在圆柱形计数管中,当外电路电阻无限大时,其输出脉冲幅度随时间的变化可近似表示为

$$V(t+t_0)=-\frac{Ne}{C}\left[\ln\frac{b}{r_-(t)}-\ln\frac{b}{r_+(t)}\right]\Big/\ln\frac{b}{a}, \tag{4.5.10}$$

式中C为计数管的输出电容(包括分布电容);N为总电离电荷,$N=MN_0$;$r_-(t)$、$r_+(t)$分别为雪崩电离产生的电子、离子漂移运动的空间坐标。由于初始电离电荷比次级电离电荷少很多,它对输出脉冲幅度的贡献很小,因而在上式中忽略了,而只考虑雪崩电离所产生的电荷对输出脉冲幅度的贡献;但上式考虑了从初始电离电子产生到它引起雪崩电离时所经历的时间t_0,它造成了输出脉冲相对于初始电离事件的滞后时间。由上式可以看到,由于正比管气体放大基本上是在中央阳极丝附近发生的,所以输出脉冲主要是雪崩电离产生的正离子向阴极漂移过程中产生的,由次级电离电子漂移产生的脉冲只占总输出脉冲的很小一部分。而且,当正离子完全被阴极收集时,其输出脉冲达到最大值,即$V_{max}=-\frac{Ne}{C}=-\frac{Me}{C}N_0$,它与初始电离电荷成正比,而与初始电离地点无关,因而可以用于光子的能量测量。其输出脉冲波形大致如图4.5.9中$R=10^8\,\Omega$时的那一条曲线。由图可以看到,电压脉冲(这时输出电压和输出电荷成正比)开始上升得很快,这是因为这一部分脉冲是电子漂移运动和离子在强场处漂移运动的贡献,电子的漂移速度比离子快得多,又距阳极丝很近,它对上升时间的贡献很小基本上可忽略。而离子漂移运动比电子慢得多,但开始时它是在强场中漂移,漂移速度比弱场的情况要快得多,所以输出脉冲上升到$\frac{V_{max}}{2}$值的时间$t_{1/2}$仍较短,一般在

10^{-7}s 量级。此后离子运动的速度逐渐减慢，因而脉冲上升越来越慢；到离子全部到达阳极时，需要时间在 100 μs 以上。此外，输出电路的时间常数对输出脉冲形状有很大影响，如图 4.5.9 所示。由图可以看到，当在 R 不太大的情况下，$V(t)$ 也是先急剧上升，经过一个极大值后下降。而且，R 越小，峰就越突出，脉冲宽度也越小，因此，在计数率比较高的情况下，可以选用较小的负载电阻，例如就使负载电阻等于同轴电缆的特性阻抗，这时由于 RC 很小，其输出将是电流脉冲，输出电压与输出电流 i 成正比，即等于 iR，它适宜于用电流反馈式低输入阻抗的前置放大器放大，脉冲宽度可以很窄，计数率可以提高到 10^6s^{-1} 的数量级。

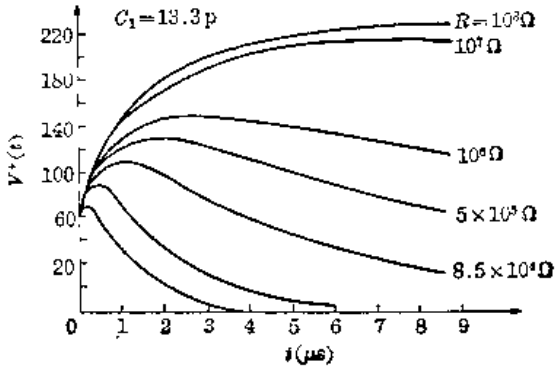


图 4.5.9 正比计数管输出脉冲与 RC 时间常数的关系

盖革计数管 由于在等离子体诊断中很少应用它，这里就不作详细介绍了。

§ 4.5.3 闪烁探测器

闪烁探测器是由闪烁体和光电倍增管所组成，它十分广泛地被用来探测高能 X 和 γ 射线。闪烁体的主要作用是通过入射的 X、γ 射线与它的相互作用，在上述电离过程中同时使原子激发产生荧光，这些荧光可被光电倍增管所探测。因此，闪烁体是闪烁探测器很重要的部件，闪烁探测器的性能在很大程度上取决于闪烁体的性能。理想的闪烁体必须满足以下的一些要求：(1)对 X、γ 射线有足够高的吸收效率；(2)有较高的荧光转换效率(亦称发光效率)；(3)所发射的荧光光谱应很好地与光电倍增管光阴极的光谱响应相匹配；(4)闪烁体对本身发出的荧光应是透明的；(5)有较小的折射率，以尽量减少光进入光电倍增管窗口时反射的损失；(6) 荧光衰减时间较短。常用于 X 和 γ 射线测量的闪烁体有 NaI(Tl)无机晶体、蒽有机晶体和各种塑料体(如聚苯乙烯)等。表 4.5.2 列出了一些常用的闪烁体的主要性能。掺银或铜激活的 ZnS 具有最大的发光效率，不过它只能形成多晶体，透明度较差。Tl 激活的 NaI 单晶是最常用的测量 γ 射线的闪烁体，它的发光效率仅次于 ZnS，它能够生长成大的透明的单晶体，且碘是重元素，有利于光子的光电吸收；但 NaI 晶体易潮解，需要密封防潮，这对低能 X 射线测量是不利的。各种有机晶体(如蒽等)发光效率虽比 NaI 差，但有一个很大的优点，即它的荧光衰减时间要比 NaI 短得多，它和快速光电倍增管配合，可以有很高的时间分辨能力。塑料闪烁体是一种固溶体，它和液体闪烁体是类似的，有各种各样的溶剂和溶质，常用的溶剂是聚苯乙烯和聚乙烯基甲苯等，而常用的溶质是代号为 POPOP、

表 4.5.2 常用的闪烁体的主要性能

闪烁体	发射光谱峰值波长(Å)	发光效率	衰减时间(μs)	折射系数	晶体颜色和吸收光谱	其它
NaI(Tl)	4130	10%	0.25	1.77	无色，2930，2340 Å	单晶，易潮解
CsI(Tl)	白光	3%	0.6	1.79	无色	单晶
ZnS(Ag)	4500	14%	10	2.36	不透明	多晶粉末
蒽 $C_{14}H_{10}$	4470	5%	6×10^{-3}		无色，<4050	单晶
二联苯	3850	7.5%	10×10^{-3}		无色	单晶
二苯乙烯	3850～4200	3%	6×10^{-3}		无色	单晶
聚苯乙烯	3500～4600	～2%	$\sim3\times10^{-3}$		无色	固溶体

TPB、PPO、αNPO、DPS、PBD等有机化合物，它们的发光效率一般低于蒽晶体，但荧光衰减时间甚至比蒽晶体还短，而且它们容易做成各种形状（例如压成0.05 mm厚的薄片等），它们很适合于测量X射线。这些闪烁体所产生的荧光光子的数目与所吸收的光子能量之间，在很宽的能量范围内，都有很好的线性比例关系，使得闪烁探测器的输出脉冲与入射的光子能量成正比，因而闪烁探测器不仅能用于光子计数，还能用于分辨光子能量。虽然它的能量分辨率比正比计数管差，但是由于闪烁体是固体，它对射线的吸收能力比气体强多了，所以它的计数效率高，可以达到近于100% 的量子效率。

为了使闪烁体发出的荧光光子尽可能多地被收集到光阴极上，闪烁体的一面最好与光电倍增管的入射窗间要有紧密接触。如果条件不许可，可在它们之间加导光介质（如有机玻璃等）。因为光由光密介质进入光疏介质时会产生全反射，所以在这些接触面之间常加一些折射率适当的矿物油（如硅油等），以免其间夹有空气层而产生全反射。此外，在非辐射入射面及不与光阴极接触的各面上镀一层漫反射物质（如氧化镁等）或反射而，使荧光经多次反射后仍能到达光阴极。测软X射线用的薄闪烁体的入射面上也可镀上一薄层的铝膜，以反射逃逸的荧光，此外还可起屏蔽可见光的作用。

§4.5.4 半导体探测器

半导体探测器是一种固体电离室。从上节我们知道，做成电离室的必要条件是：必须存在一个绝缘的介质空间，它在电离事件发生之前不存在能够自由运动的带电粒子；其次是该空间中必须存在一个强电场，用来分离并收集介质电离产生的正负带电粒子。半导体的PN结就具备这些条件。我们知道在象硅、锗这样的四价纯的半导体材料中，如果加入五价的施主原子（如磷、砷、锑等），则晶格中在室温下就能形成自由运动的电子和不能自由运动的正离子，这类半导体称为N型半导体；如果掺入三价的受主原子（如硼、铝、镓、铟等），晶格中在室温下就能形成能够自由运动的空穴和不能自由运动的负离子，这类半导体称为P型半导体。所谓空穴就是共价键中缺少一个电子，由于相邻价电子的移动可以看作空穴沿相反的方向移动，犹如正电荷在运动。当P型半导体和N型半导体直接接触时，在接触而的两侧，由于各自有较高的空穴和自由电子浓度，它们会彼此向对方扩散，并在邻近界面附近复合，最后在界面附近形成一薄层的PN结，其中空穴和自由电子都很少，其电阻很大，故称为耗尽层或阻挡层。在耗尽层中，界面两侧各自只剩下正、负离子，形成一空间电荷区，并产生空间电场和电位差，这个电位差称为位垒，它阻止空穴和自由电子的继续扩散。半导体探测器的灵敏体积就是上述的PN结阻挡层，它具有整流特性。工作时PN结加上反向电压，即P端加负压，N端加正压，使阻挡层增厚，这就相应地增大了阻挡层的电阻，此时的电流很小，称为反向电流。这时，外加电压基本上降落于阻挡层上，使阻挡层内存在一强电场。当光子射入该阻挡层时，在这个灵敏区内就会发生电离，形成一定数量（它与入射光子能量成正比）的电子-空穴对。由于阻挡层内存在强电场，这些电子、空穴就能够在电场的作用下分别向两极运动，并被电极收集，从而产生电信号。

目前已研制和生产的半导体探测器的种类很多，但广泛应用的主要有两种。一种是金硅面垒型探测器，它是在一块清洁的N型硅表面上蒸镀一薄层的金，而形成表面的PN结。它的主要特点是金可以镀得很薄，使不灵敏区（亦称为死层）做得很薄。另一种是用硅或锗单晶做成的锂漂移型探测器，它是利用锂作为施主杂质，在一定的漂移电压和温度下使其向P型硅（或锗）中漂移，以补偿其中的受主杂质，使得在P区和N区之间夹有一层比较厚

的高阻区，称为本征层 I，所以这类探测器也常称为 NIP 探测器；它的主要特点是灵敏区比较厚，可以用于探测高能的 X、γ 射线。与锂漂型硅探测器（亦简称为 Si(Li)探测器）相比，Ge(Li)探测器由于锗的原子序数大于硅，对高能光子的探测效率较高（如图 4.5.10 所示），因而当光子能量大于 100 keV 时，用 Ge(Li)探测器探测是比较有利的。但是由子锗探测器的锂补偿在室温下是不稳定的，必须保存在低温下，使用很不方便；而 Si(Li)探测器中锂补偿的稳定性比较好，短时间升温到室温性能不致变坏，因此在光子能量小于 20 keV 时，Si(Li)探测器用得更普遍。

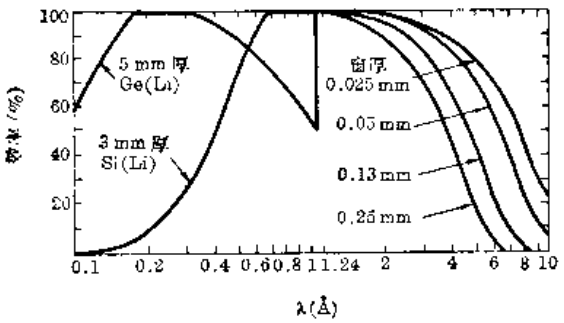


图 4.5.10 Si(Li)和 Ge(Li)对 X 射线的探测效率曲线

下面我们介绍半导体探测器的有关特性参数。

灵敏区厚度 D 和窗厚 探测器的灵敏区就是耗尽层。因为只有在耗尽层内产生的电子-空穴对，才能被电极有效地收集而形成信号脉冲，因此它的厚度决定了探测器可测的最大光子能量。对于锂漂移型探测器，其灵敏区基本上就是本征层，它仅由漂移过程决定，制成后与工作电压及其它因素无关。而对于面垒型探测器，灵敏区就是 PN 结的阻挡层，其厚度与工作电压有关：

$$D=\sqrt{2\epsilon_0\epsilon_r\mu}\sqrt{V\rho}=k\sqrt{V\rho}\quad(\mathrm{m}),\tag{4.5.11}$$

其中 ϵ_0 是真空的介电系数，ϵ_r 是材料的相对介电系数，μ 是载流子迁移率，即单位电场强度下的迁移速度。锗和硅单晶材料的典型参数列于表 4.5.3 中，ε 为每产生电子-空穴对平均消耗的能量。由此可见，对于面垒型探测器，D 不仅与外加电压有关，还与所用的材料类型、电阻率有关。对于金硅面垒探测器，当工作电压为 50 V 时，若取 $k=3\times10^{-6}$，$\rho=10$，代入上式计算，即得 $D\simeq67\,\mu$m。可见其灵敏区很薄，要测高能光子就不如用锂漂移型探测器。

表 4.5.3 硅、锗半导体特性参数

材料	禁带宽度 (eV)	ε(77K) (eV)	ϵ_r	μ_e(室温) ($m^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}$)	μ_p(室温) ($m^2\cdot s^{-1}\cdot V^{-1}$)	本征电阻率(室温) ($\Omega\cdot m$)	$k=\sqrt{2\epsilon_0\epsilon_r\mu}$
硅	1.12	3.76 3.62(室温)	11.8	1350×10^{-4}	480×10^{-4}	2.3×10^{3}	10^{-6}(N 型 Si) 3×10^{-6}(P 型 Si)
锗	0.665	2.96	16	3900×10^{-4}	1900×10^{-4}	0.47	$(6.5\sim10)\times10^{-6}$

光子进入探测器的灵敏区之前必须经过非灵敏区，这个非灵敏区的厚度常称为窗厚或死层厚度。低能光子会被死层吸收，而死层内产生的光电子通过死层时要损失能量，但对输出脉冲没有贡献。死层的存在不但会影响探测器的能量分辨率，而且影响其可测的最小光子能量，因此通常希望死层的厚度很薄。金硅面垒探测器的窗是金层厚度加上硅的死层厚度，前者的厚度现可小到 40 μg/cm^2，后者 7 μg/cm^2，再减薄就比较困难了。锂漂移型探测器的窗一般是较厚的，在低能光子测量中为了减小其厚度，可将剩余的 P 型部分研磨掉，再镀上薄的金层；但即使这样它仍比金硅面垒型厚 2～4 倍。

结电容 C_d 作为近似，半导体探测器可以看成是一个充有介质的平板电容器，故其结电容可近似地表示为

$$C_d=\frac{\epsilon_0\epsilon_r S}{D}, \tag{4.5.12}$$

式中 S 为探测器面积。锂漂移型探测器 D 与工作电压无关，所以 C_d 近于常数，一般为十几到几十 pF。面垒型探测器，由于 D 较小且与 $\sqrt{\rho V}$ 成正比，因此 C_d 较大且与 $\sqrt{\rho V}$ 成反比，一般是几十到几百 pF。

由于探测器的单光子输出脉冲幅度 A 与 C_d 成反比，即 $A=\frac{Q}{C_d}=\frac{eh\nu}{C_d\varepsilon}$，因此为了得到较大的脉冲幅度，提高信噪比，希望结电容较小，对锂漂移型探测器，就要尽量选用 D 厚的探测器，对于面垒型探测器，尽量选用 ρ 高的材料，并使用尽可能高的工作电压；此外，在满足使用要求的条件下，尽量选用面积小的探测器。

脉冲上升时间 半导体探测器灵敏区内的电场强度相当强($10^4\sim10^6$V/cm)，且载流子的行程很短，因此电荷收集时间短，即输出电流脉冲宽度很窄，可以应用于快速计数。一般探测器的电荷收集时间约为 10^{-8} 秒量级，而电流脉冲的上升时间可达 10^{-10} 秒量级。不过随后的放大器的上升时间等因素会严重影响其时间分辨能力。

由上述可知，半导体探测器的输出脉冲幅度与入射光子的能量成正比，因此不仅可用于光子计数，而且可以用来测量光子能量。从表 4.5.3 可看到，由于半导体每产生一个电子-空穴对所需要的电离能量 ε 比气体小一个数量级，因而半导体探测器用于能量探测时，其能量分辨率比正比计数管好。此外，半导体探测器还有一个优点，即它对磁场不灵敏，甚至在 5 万高斯强磁场下仍能正常工作，这对磁约束等离子体诊断的应用来说是特别有利的。

最近几年已发展了一种原理新颖的半导体器件，即所谓电荷耦合器件，它是由间隔很小的 MOS 电容器阵列组成的。图 4.5.11 是 MOS 电容器的剖面图，它是在P型硅表面的热氧化层上蒸镀一薄层金属而制成的。当金属电极上加一正电压时，硅中的多数载流子——空穴便被排斥，这样在硅表面将形成一个势阱区，在这个区内的自由载流子都已耗尽；且所加的正电压越高，耗尽层越厚，即势阱越深。当它受光照射后，就可在耗尽层内产生电子-空穴对，它所产生的电子-空穴对的数目与所吸收的光强成正比，其中多数载流子——空穴从衬底一边的电极流走，耗尽层内只留下光生的少数载流子——电子，这些少数载流子电荷在电容器的热弛豫时间内（亦称存储时间），可以一直保存在这个耗尽层内。由此可以看到，MOS 电容器一方面相当于面垒型探测器，在软 X 射线辐射下可以在耗尽层内产生与入射光强成正比的少数载流子；另一方面，在比存储时间短的时间间隔内，MOS 电容器又可以用作模拟信息的存储单元，信息就由耗尽层内的少数载流子电荷来代表。电荷耦合器件就是由一系列间隔很小的 MOS 电容器所组成，相邻的两个 MOS 电容器靠得很近，以致它们的耗尽层互相重迭，即势阱合并，耗尽层内的任何少数载流子将堆积在 $Si-SiO_2$ 界面电势最深的位置上（或称电荷流向势阱的最深部分）。这样，就可以通过几相（一般用三相，但也有用二相或四相的，视不同产品而定）的时钟脉冲电压来控制势阱沿着 $Si-SiO_2$ 界面的某一方向移动，使势阱中的少数载流子从一个单元向另一个单元转移，从而可以实现所存储的信息的传输，它传输信息的方式与计算机内移位寄存器传输数据的方式相类似。这类电荷耦合器件有可能

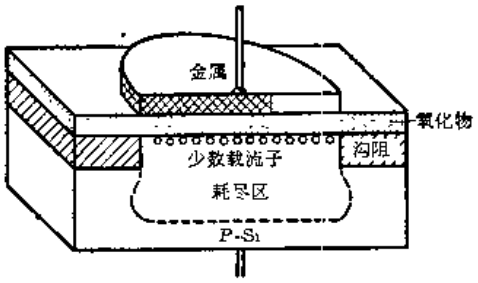


图 4.5.11 用作少数载流子存储单元的 MOS 电容器剖面图

用来代替分立的面垒型半导体探测器，进行空间分辨的X射线测量。用它来作X射线测量的优点是空间分辨能力强，所获的信息量大，可以得到X射线强度的二维空间分布及其随时间的变化。它的优点是很吸引人的，国外已有几个实验室利用这种器件进行实验。但因受这种器件窗厚和耗尽层厚度的限制，其可测的X射线能量限于在500～2000 eV范围内，如果能进一步减薄SiO_2层的厚度，就有可能把测量范围扩展到更低的能区。

参考文献

[1] 李德熊译，高速摄影译文集，科学出版社，1965。
[2] 李德熊，高速摄影，科学出版社，1976。
[3] A. C. 杜鲍维克著，黎雄、西光四译，高速流逝过程摄影记录，科学出版社，1976。
[4] 俞雪华，高速摄影，内部报告，1974。
[5] Coleman, K. R., Ultra-High-Speed Photography.
[6] *Phys. Fluids*, **6**, 1338 (1963).
[7] *Nucl. Fusion, Supplement*, **Part 2**, 607 (1962).
[8] *J. Phys. Soc. Jap.*, **30**, 846 (1971).
[9] *Nucl. Fusion*, **9**, 215 (1969).
[10] *Appl. Opt.*, **6**, 2120 (1967).
[11] Basic Photographic Sensitometry Work book, Kodak Publication, **Z-22-Ed**, 2nd ed., 1971.
[12] Kodak Professional Black-and-White Films, Kodak Professional Data Book, **F-5**, 1973.
[13] Method for Determining Speed of Photographic Negative Materials, in "American National Standard", **ANSI pH 25**, 1972.
[14] Kodak Films for Cathode-ray Tubes, Kodak Publication, **P-37**, 1969.
[15] 感光材料生产基本知识，轻工业出版社，1975。
[16] RCA Photomultiplier manual, Technical Series, **PT-61**, 1970.
[17] Electro-Optics Handbook, RCA, 1974 (中译本：电光学手册，国防工业出版社，1978).
[18] Methods of Testing PM for Scintillation Counting, **IEEE** Standard No. **398**, 1972.
[19] McHose, R. E., Time Characteristics of PM, **RCA** Application Note **AN-4884**, 1972.
[20] Keyes, R. J., Optical and Infrared Detectors, Springer-Verlag, 1977.
[21] Willardson, R. K., Beer, A. C., Semiconductors and Semimetals, Vol. **5**, Infrared Detectors, Academic Press, 1970 (中译本：红外探测器，国防工业出版社，1973).
[22] Willardson, R. K., Beer, A. C., Semiconductors and Semimetals, Vol. **12**, Infrared Detectors II, Academic Press, 1977
[23] Smith, R. A., The Detection and Measurement of Infrared Radiation, 2nd ed., Oxford University Press, 1968.
[24] Kruse, P. W. *et al.*, Elements of Infrared Technology, John Wiley and Sons, 1962.
[25] Kimmitt, M. F., Far-infrared Techniques, Pion Ltd., 1970.
[26] 纪红，红外技术基础，科学出版社，1979。
[27] 红外探测器，上海科技文献出版社，1974。
[28] 新型红外探测器，上海科技文献出版社，1973。
[29] 吴杭生，管维炎，李宏成，超导电性——第二类超导体和弱连结超导体，第7～9章，科学出版社，1979。
[30] *The Radio and Electronic Engineer*, **42**, 303 (1972).
[31] Gustincic, J. J., 1977 MTT-S International Microwave Symposium Digest, **IEEE 77CH** 1219-5 MTT.
[32] Proc. Symp. Submillimeter Wave, pp. 295～389, 1970.
[33] 红外光学材料，上海科技文献出版社，1974。
[34] 沃伦科娃，E. M.，红外光学材料手册。
[35] *Appl.Opt.*, **12**, 398 (1973).
[36] *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, 1235 (1971).
[37] *Infrared Phys.*, **9**, 31 (1969).
[38] Samson, J. A. R., Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, Wiley, 1967.
[39] Zaidel, A. N. *et al.*, Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, Ann Arbor, Humphrey, 1970.
[40] Koller, L. R., Ultraviolet Radiation, 2nd ed., Wiley, 1965.
[41] *Rev. Sci. Instru.*, **48**, 1284 (1977).
[42] Grodski, J. J., Photoelectric Detector for 10～400Å Photons, Norelco Reptr., **14**, 107 (1967).

[43] *Appl. Opt.*, **9**, 505 (1970).
[44] Kurz, F. A., Channel electron multipliers, in American Laboratory, March 1979.
[45] 真空技术, **5**, 71 (1976).
[46] *Appl. Opt.*, **9**, 505(1970).
[47] *Jap. J. Appl. Phys.*, **15**, 2269(1976).
[48] *Appl. Opt.*, **12**, 1611(1973).
[49] *Jap. J. Appl. Phys.*, **15**, 65(1976).
[50] 王祝翔,核物理探测器及其应用,科学出版社,1964。
[51] 徐克尊等编,粒子探测技术,上海科学技术出版社, 1981。
[52] Grouthamel, G. E. *et al.*, Applied Gamma-Ray Spectrometry, Pergamon Press. 1970(中译本: 应用γ射线能谱学,原子能出版社, 1977).
[53] Bertolini, G. *et al.*, Semiconductor Detectors, North-Holland, 1968 (中译本: 半导体探测器, 原子能出版社, 1975).
[54] Sharpe, J., Nuclear Radiation Detectors, 2nd ed. Wiley, 1964.

第五章　光 谱 分 析

我们在第三章已介绍了等离子体辐射的理论及其在等离子体诊断中的应用，其中光谱分析是一项十分重要的诊断手段，许多重要的诊断方法都依赖于对等离子体辐射进行光谱分析；此外，在第七章即将讲到的激光散射诊断中，也需要对散射的电磁波进行光谱分析。本章主要讨论与光谱分析有关的技术问题，包括光谱仪器和标定方法等。本章讨论的光谱范围是从远红外到软 X 射线的电磁波段，这是一个十分宽广的光谱范围。不同波段对分析仪器及所使用的分析技术的要求是不同的。而且各种类型的高温等离子体的参数（温度、密度和持续时间等）范围变化很大，不同的参数范围和不同的诊断方法对光谱的分析也有不同的要求。因此，用于高温等离子体诊断的光谱分析仪器是多种多样的，这就要求实验工作者对它们有比较全面的了解，以便能根据实际情况来选择合适的分析仪器和测量方法。

§5.1　可见光区光谱分析[1~9]

在可见光谱区（包括近红外和近紫外光），即波长范围为 10000～3000 Å 的电磁波，光谱分析基本上都是用棱镜光谱仪、衍射光栅光谱仪和干涉光谱仪。这些光谱仪技术上都比较成熟，已有许多作者对它们的工作原理及其特性都做了许多详尽的叙述，在这里我们仅从等离子体诊断的角度对它们作一些简单的介绍。

§5.1.1　光谱仪的几个重要指标

我们在具体讨论各类光谱仪之前，先就一般的光谱分析系统来讨论分析仪器的几个重要指标。图 5.1.1 为光谱仪的示意图。光源先经透镜 L_0 成象于狭缝上，形成一个强面均匀的光点或光线条，它们再经透镜 L_1 变成一束均匀的平行光，入射在色散元件上，色散元件使不同波长的光偏转不同的角度 $\alpha(\lambda)$，最后由透镜 L_2 将色散了的光成象于焦平面上。在焦平面上放置探测元件，用以探测和记录不同波长的光。由此可见，光谱分析仪中最关键的元件是棱镜或衍射光栅等色散元件，它用以使不同波长的光在空间分离开来。光谱仪的几个重要的特性指标都与色散元件的性能密切相关。

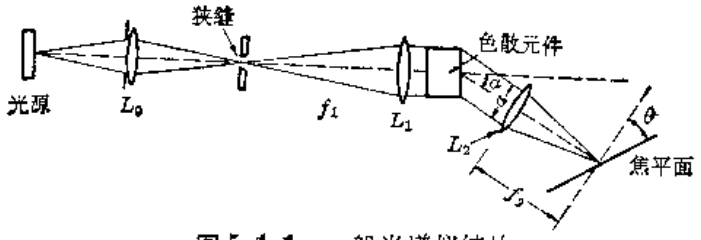


图 5.1.1　一般光谱仪结构

色散率　这是单位波长间隔的光谱在空间分离程度的量度。当用角度表示空间分离程度时，色散率为

$$D_\alpha=\frac{d\alpha}{d\lambda}\quad(\mathrm{rad/\AA}),\tag{5.1.1}$$

称为角色散率。若用单位波长间隔的谱线在光谱成象焦面上分开的距离表示，则称为线色散率，它与成象透镜的焦距 f_2 有关：

$$\frac{dl}{d\lambda}=\frac{f_2d\alpha}{\cos\theta}\Big/d\lambda=\frac{f_2D_\alpha}{\cos\theta},\tag{5.1.2}$$

式中 θ 是接受平面与出射光轴垂直面间的夹角。由此可见，焦距 f_2 也是光谱仪的一个重要参数，当色散元件一定时，线色散率与 f_2 成正比，因而它常常是比较大的数值（零点几米至几米长）。在实际应用中，常用线色散率的倒数来表示色散元件的色散特性（有时称为线色散度），即

$$L=\left(\frac{dl}{d\lambda}\right)^{-1}=\frac{\cos\theta}{f_2D_\alpha}\quad(\text{Å/mm})。\tag{5.1.2'}$$

目前世界各国生产的小、中型光谱仪的线色散率的倒数约为 100～10 Å/mm，大型的约为 10～1 Å/mm；而法布里-珀罗干涉仪可达 0.1～0.01 Å/mm，甚至更小。

分辨率 这是衡量光谱仪分辨波长微小差别的相邻两条线谱的能力的参数。分光仪器的理想分辨率（亦称分辨率极限）通常由狭缝的衍射效应决定，并一般用瑞利判据来定义。这个判据认为，对于两条等强度和相同轮廓的谱线，当其中一谱线的主强度最大值与另一谱线的第一极小值重合时，则此两谱线刚刚能被分辨。设这两条刚能被分辨开的谱线的波长为 $\lambda\pm\frac{1}{2}\Delta\lambda$，则定义仪器的分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}。\tag{5.1.3}$$

在理想情况下，可分辨的最小波长间隔，由单色光产生的衍射图的半角宽度（即主极大和第一极小之间的角距离，也称为最小分辨角）决定。对于有效孔径宽度为 a 的色散元件，其最小分辨角为

$$\Delta\alpha=\frac{\lambda}{a},\tag{5.1.4}$$

故系统的理论分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\alpha\cdot D_\alpha}=aD_\alpha。\tag{5.1.5}$$

一般小、中型棱镜光谱仪的分辨率 $R=10^3\sim10^5$，特大棱镜光谱仪的 R 可达 1.4×10^5；衍射光栅光谱仪 R 可达 5×10^5，而干涉光谱仪 R 可达 5×10^7。

谱面的光通量和照度 设光谱仪狭缝宽度、高度分别为 w、h，象的宽、高为 w'、h'，色散元件的有效光束截面积为 $S\simeq a^2$。根据惠更斯原理，光谱仪的狭缝可看作是一个光源，设其表面单位波长间隔的亮度为 B_λ，则入射到色散元件上的光通量为

$$d\Phi_\lambda=B_\lambda wh\Omega_1d\lambda\approx B_\lambda wh\frac{S}{f_1^2}d\lambda,$$

式中 Ω_1 为色散元件（或入射光阑）在狭缝处所张的立体角。因此，谱面上探测元件所接收的光通量为

$$\Phi'=\int\tau d\Phi_\lambda=\tau B_\lambda wh\frac{S}{f_1^2}\Delta\lambda=\tau B_\lambda h\frac{S}{f_1}(\Delta\lambda)^2D_\alpha,\tag{5.1.6}$$

其中 $\Delta\lambda=Lw'=\frac{w}{f_1D_\alpha}$ 为探测器在象宽度 w' 内所记录的谱的波长范围，τ 为系统的透射率（包括了吸收、反射和散射损失）。而探测元件所接收的光照度为

$$A=\frac{\Phi'}{w'h'}=\tau B_\lambda\frac{wh}{w'h'}\frac{S}{f_1^2}\Delta\lambda。$$

因为象的宽度 w'、高度 h' 与狭缝的宽度 w、高度 h 有如下关系：

$$\frac{w'\cos\theta}{w}=\frac{h'}{h}=\frac{f_2}{f_1},$$

故探测元件所接受的光照度为

$$A-\tau B_\lambda\frac{S}{f_2^2}\cos\theta\Delta\lambda。\tag{5.1.7}$$

由(5.1.6)式可以看到，谱面上的光通量与 w、h 及 $\frac{S}{f_1^2}\simeq\left(\frac{a}{f_1}\right)^2$ 成正比。为了不影响谱仪的分辨率，狭缝宽度 w 必须很小，因此对光电记录的光谱仪(其输出信号与光通量成正比)来说，为提高其分析灵敏度，可适当增大狭缝的高度和色散元件的相对孔径。此外，由(5.1.7)式可看到，谱面上的光照度与 $\frac{S}{f_2^2}\simeq\left(\frac{a}{f_2}\right)^2$ 成正比，而与狭缝的高度无关，因而对摄谱仪而言(光片的黑度与照度成正比)，为提高其分析灵敏度，必须增大色散元件的相对孔径。一般的光谱仪在沿缝的高度方向上，即图 5.1.1 中垂直画面方向上是没有好的聚焦作用的，因此狭缝处的一个光点在焦平面上成的象是一条线，这种光谱仪称为象散型的。也有一些光谱仪是非象散型的，狭缝上的一个光点在焦平面上的象也聚焦为一点。非象散型光谱仪用于等离子体诊断是十分有利的，因为它在高度方向上各点所摄光谱图是代表不同空间点的光谱，因而可以得到一定的空间分辨。

§5.1.2 棱镜光谱仪

用棱镜作色散元件的光谱仪，称为棱镜光谱仪。棱镜的分光原理是基于某些透光物质的色散作用，即某些透光介质对不同波长的光具有不同的折射率。我们以最简单的分光三棱镜为例说明棱镜光谱仪的分光原理。图 5.1.2 为三棱镜的光路图。设波长为 λ 的平行光束以角 i_1 射入棱镜的工作面 AC，经两次折射后，以角 i_1' 射出。设 i_2 和 i_2' 分别为 AC 和 AD 边上的折射角和入射角，棱镜的顶角为 γ，光束偏转角为 α。由折射定律和图示的几何关系，可以求出偏转角 α 与棱镜材料折射率 n 的关系：

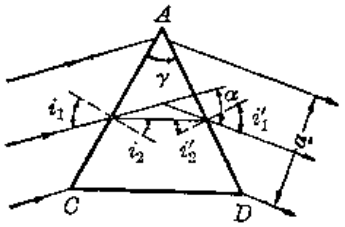


图 5.1.2

$$n=\frac{\sin i_1}{\sin i_2}=\frac{\sin i_1'}{\sin i_2'};\tag{5.1.8}$$

$$\gamma=i_2+i_2';$$

$$\alpha=i_1-i_2+i_1'-i_2'=i_1+i_1'-\gamma$$

$$=i_1+\sin^{-1}\left\{n\sin\left[\alpha-\sin^{-1}\left(\frac{\sin i_1}{n}\right)\right]\right\}-\gamma,\tag{5.1.9}$$

式中偏转角 α 是 n 的函数；而 n 是波长的函数，因而不同的波长具有不同的偏转角，这就是棱镜的分光原理。偏转角 α 与波长 λ 是一一对应的，因而棱镜光谱仪没有光谱重迭问题，这是它的最大优点。由于用做色散元件的透明材料都工作于正常色散区，其折射率 n 都是随 λ 的增大而减少(如图 5.1.3 所示)，所以波长越短，偏转角 α 越大。

将(5.1.9)式对 λ 求微商，并整理后，就可求得棱镜的角色散率为

$$D_\alpha=\frac{d\alpha}{d\lambda}=\frac{d\alpha}{dn}\cdot\frac{dn}{d\lambda}=\frac{\sin\gamma}{\cos i_1'\cos i_2}\frac{dn}{d\lambda}。\tag{5.1.10}$$

在光路对称时，即

$$i_1=i_1';\quad i_2=i_2'$$

时，则(5.1.10)式就变为

$$D_a=\frac{2\sin\frac{\gamma}{2}}{\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{\gamma}{2}}}\frac{dn}{d\lambda}。\tag{5.1.10'}$$

由此可见，增大顶角 γ 及 n、$\frac{dn}{d\lambda}$，都可使 D_a 增大。不过这样来使 D_a 增大都是有限的，因为 γ 的增大会使有效孔径 a 减小，而 n、$\frac{dn}{d\lambda}$ 的增大却受所用的材料的限制。

此外，由图 5.1.2 可得

$$a=\overline{AC}\cos i_1'=\frac{1}{2}\frac{\overline{CD}}{\sin\frac{\gamma}{2}}\sqrt{1-n^2\sin^2\frac{\gamma}{2}}。$$

因此，棱镜光谱仪的理论分辨率为

$$R=aD_a=\overline{CD}\frac{dn}{d\lambda}。\tag{5.1.11}$$

可见，R 与棱镜底边长 $\overline{CD}$ 及材料的色散率 $\frac{dn}{d\lambda}$ 成正比。显然 $\frac{dn}{d\lambda}$ 越大，对光谱分析越有利。但要注意到 $\frac{dn}{d\lambda}$ 随波长会有很大变化，如图 5.1.4 所示，图中给出三种常用的棱镜材料的 $\frac{dn}{d\lambda}$ 随 λ 变化的趋势，由图可以看出，在 0.4μm 到 1.0μm，$\frac{dn}{d\lambda}$ 均下降约达一个数量级，使角色散率和分辨率都随波长而有显著变化，这是棱镜光谱仪的一个显著缺点。实际上，棱镜光谱仪所达到的分辨率要比(5.1.11)式所给出的差些，因为除了衍射效应外，还有其它因素影响它的分辨率，主要是光学系统的象差、狭缝的有限宽度及感光板的有限空间分辨率等。例如根据(5.1.4)式，当仅考虑衍射效应时，系统的最小分辨角为

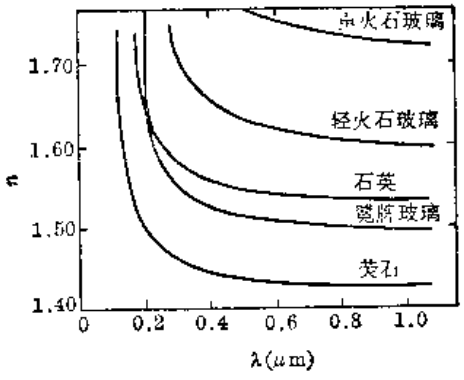


图 5.1.3 几种光学材料的折射率随波长的变化

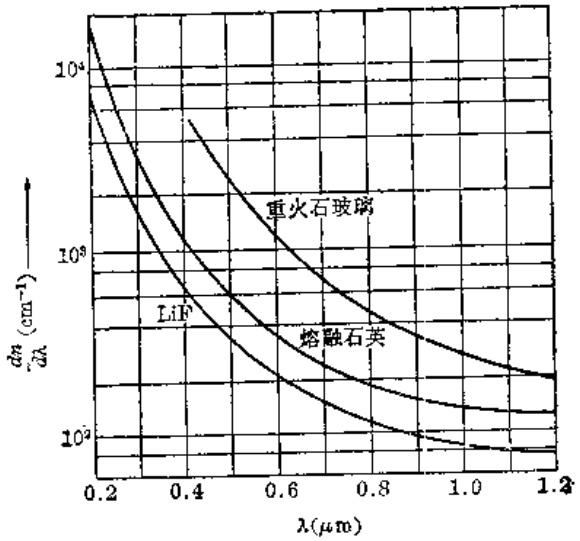


图 5.1.4 几种光学材料的 $\frac{dn}{d\lambda}$

$$\Delta\alpha=\frac{\lambda}{a},$$

故在焦平面上可分辨的最小线距为

$$\Delta l = \frac{f\Delta\alpha}{\cos\theta} = \frac{\lambda}{\cos\theta}\left(\frac{a}{f}\right)^{-1}。$$

若不考虑$\cos\theta$因子，且设$\lambda=5000$ Å、相对孔径为$\frac{1}{20}$，则$\Delta l=10\,\mu$m。这就要求照相底片有高的解象力，也要求狭缝是极其精细的，否则就达不到(5.1.11)式所给出的理论分辨率。此外，由于棱镜分光后所形成的焦面实际上并不是平面，因而用平面的照相底片摄谱也会使分辨率变差。

棱镜光谱仪的工作光谱区，主要取决于棱镜及其它光学零件所用材料的光谱透射率。例如，玻璃棱镜的光谱区为4000～10000 Å；大于10000 Å时，就需用红外晶体做的棱镜；而小于4000 Å时，就需用石英或荧石制造的光谱仪。表5.1.1给出了几种常用的棱镜材料在$\lambda=5893$ Å时的折射率n_{5893}及$\lambda=4861$、6563 Å时的折射率差$n_{4861}-n_{6563}$的数据。其中重火石玻璃是常用的可见光区棱镜材料；熔融石英和LiF是常用的紫外光区棱镜材料，石英的短波限可达2000 Å，而LiF可达1400 Å；KCl、NaCl晶体是良好的红外光学材料。

表5.1.1 几种棱镜材料的折射率数据

材　　料	n_{5893}	$n_{4861}-n_{6563}$	适用光谱范围
冕牌玻璃	1.5240	0.009	可见光
轻火石玻璃	1.5720	0.014	可见光
重火石玻璃	1.6210	0.017	可见光
特重火石玻璃	1.6890	0.022	可见光
熔凝石英	1.4588	0.007	紫外
氟化锂(LiF)	1.3915	0.005	紫外到红外
氟化钙(CaF_2)	1.4338	0.003	紫外到红外
氯化钠(NaCl)	1.5443	0.013	红外
氯化钾(KCl)	1.4903	0.011	红外

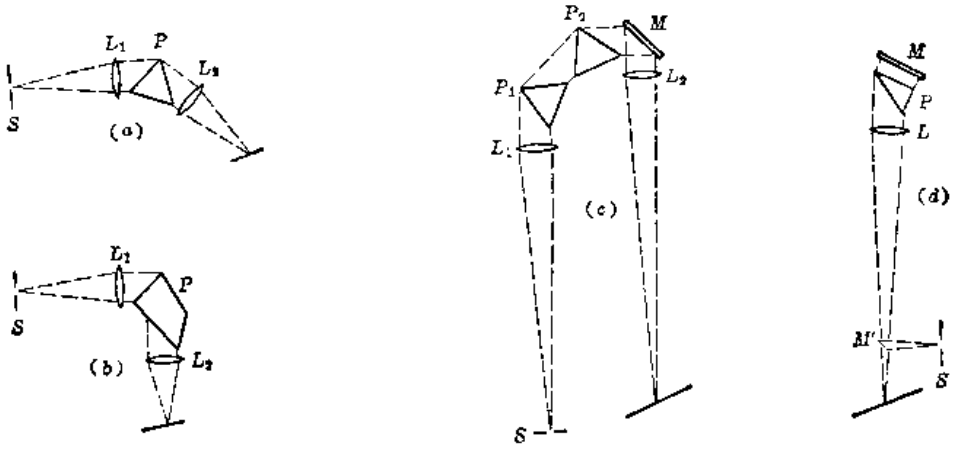


图5.1.5 几种棱镜光谱仪的结构形式
S—狭缝；*P*—棱镜；*L*—透镜；*M*—反射镜；*F*—焦平面

图5.1.5为几种常用的棱镜光谱仪的结构形式。图(*a*)的结构最简单，通常配用60°或64°棱镜；在图(*b*)结构中，用了一个带有反射面的棱镜，使入射光轴和出射光轴成90°角。这种结构很适于作单色仪，在这种情况下，可以将出射狭缝放在焦面的一个固定位置上，通过旋转棱镜来得到不同波长的单色光；在图(*c*)的结构中，用了两个棱镜分光，可以提高分辨率，

并且加了一个平面反射镜，使入射、出射光轴平行，从而使整个仪器可做得更紧凑，而且可使杂散光水平大大减弱；图(*d*)是一种简单而紧凑的结构，它只用一个 30° 角的棱镜，通常在其背面镀有反射层以代替平面镜，由于光两次通过棱镜，它实际上起一个 60° 棱镜的作用。它常用在具有大焦距的谱仪中，以便得到大的线色散率，其主要缺点是杂散光水平比较高。

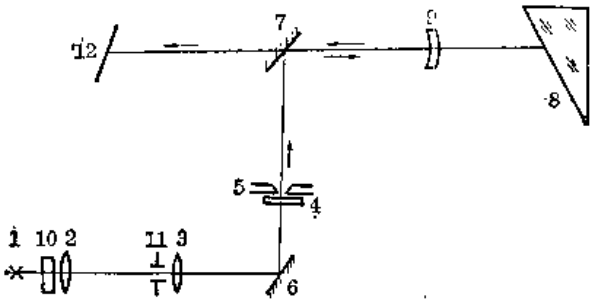


图 5.1.6 KCA-1 型棱镜摄谱仪的主光路系统示意图
1—光源；2、3、4—三透镜照明系统；5—狭缝；6、7—平面反射镜；8—直角三棱镜；9—物镜；10—保护镜；11—光闸；12—感光板

图 5.1.6 是国产 KCA-1 型大型棱镜摄谱仪的主光路系统示意图。它有玻璃和石英两套光学系统，分别用来测量 3600～8000 Å 及 2000～8000 Å 波长范围的光谱。光源发出的光通过三透镜系统照明狭缝，使得整个狭缝照明均匀，并使光线充满物镜，从而发挥仪器的最大分辨率。狭缝是光谱仪中十分精密的部件，其缝宽调节精度达微米量级，它的高度由光闸调节。它与图 5.1.5*d* 的结构形式相似，30° 棱镜的背面镀铝作为反射面，使光束两次通过棱镜。物镜的焦距约 1.7 m，它一方面使入射光成为平行光射向三棱镜，同时将三棱镜射出的光聚焦在感光板上。表 5.1.2 列出了仪器的倒数线色散率的数据。

表 5.1.2 KCA-1 型棱镜摄谱仪的倒数线色散率

波　长　(Å)	2000	2500	3000	3500	4000	5000	6000
水晶的线色散度(Å/mm)	1.2	2.5	4.6	7.2	11.5	22.0	34.0
玻璃的线色散度(Å/mm)	—	—	—	3.6	5.5	13.0	21.5

§5.1.3 光栅光谱仪

近代高级的光谱仪大多都采用光栅作为色散元件。从广义上讲，任何一种装置和结构，只要它能给入射光的振幅或相位、或者两者同时加以周期性的空间调制，都称为衍射光栅。它的分光作用是基于光的衍射和干涉现象。现在让我们分析一种一维光栅的情况。如图 5.1.7*a* 所示，*G* 为光栅，它由 *N* 个宽度为 *a* 的无限长的平行狭缝所组成，相邻狭缝间的间距为 *d*。自 L_1 射出的相干平行光束垂直地照射在光栅 *G* 上，透镜 L_2 将与光栅法线成 α 角的光会聚于焦面上的 *P* 点。根据惠更斯-菲涅耳原理，波阵面 *S* 在与其相距 r_0 的一点 *P* 上所产生的振动，等于波阵面上所有面元在该点所生振动的总和，故光栅上各点在 *P* 点所产生的总振动为

$$\begin{aligned} y &= \sum_{n=0}^{N-1} \int_{nd}^{nd+a} C \sin\left[\omega t - \frac{2\pi(r_0 - x\sin\alpha)}{\lambda}\right] dx \\ &= Ca \frac{\sin u}{u} \frac{\sin Nv}{\sin v} \sin\left[\omega t - \frac{2\pi r_0}{\lambda} + \frac{\pi(N-1)d\sin\theta}{\lambda}\right], \end{aligned} \tag{5.1.12}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{\pi a \sin\alpha}{\lambda}, \\ v &= \frac{\pi d \sin\alpha}{\lambda}, \end{aligned}\right\} \tag{5.1.13}$$

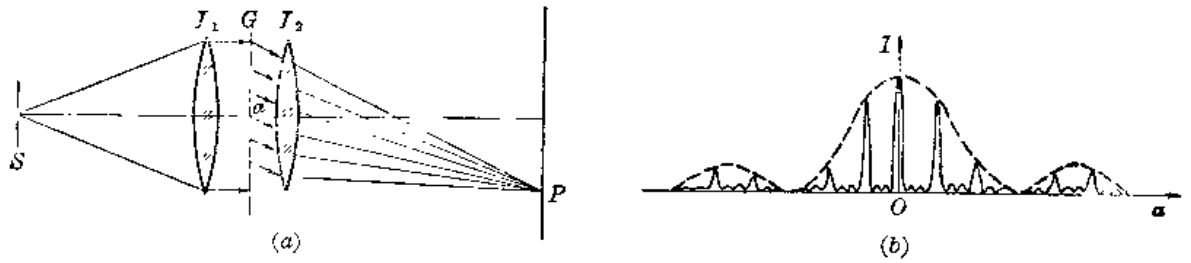


图 5.1.7 多缝衍射光栅及其衍射图样

C 为比例常数。因此 P 点的光强为

$$I(\alpha)=I_0\frac{\sin^2 u}{u^2}\cdot\frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}, \tag{5.1.14}$$

式中 $I_0=C^2a^2$。当 $N=1$ 时，上式就变为单缝夫琅和费衍射的强度分布公式，I_0 即为单狭缝衍射零级主极大的强度。因此因数 $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ 是表示宽度为 a 的单狭缝衍射的光强分布函数，故称其为衍射因子，它构成了如图 5.1.7b 中虚线所示的总强度分布的包络线。而因数 $\frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}$ 则是多光束干涉光强分布的函数，故亦称为干涉因数。当 $v=k\pi$，即

$$d\sin\alpha=k\lambda \quad (k=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \cdots) \tag{5.1.15}$$

时，干涉因子出现主极大值 N^2，式中 k 称为干涉级（或光谱级）。这个关系式是不难理解的，因为 $d\sin\alpha$ 是两相邻狭缝的对应点间的光程差，故该式就代表各个狭缝的相干光相互加强的条件。由上式也可以看到，当 d 给定时，对于某一谱级 $m(m\neq0)$，不同波长的光会被衍射到不同的 α 角方向，这就是光栅的分光作用。这些被分光了的光束经聚焦后就成为按不同波长排列的狭缝象——光谱图象。当 $k=0$ 时，任何波长 λ 都可满足上式，这时所有波长的光都在 $\alpha=0$ 方向上形成一个重迭在一起的零级象。此外，由于衍射角的正弦与 λ 成正比，故对同一光谱级 m，波长越长的谱线，偏离零级谱越远。最后，当 $Nv=m\pi(m\neq N,\ 2N,\ 3N,\ \cdots)$，即

$$d\sin\alpha=\frac{m\lambda}{N} \quad (m=1,\ 2,\ \cdots,\ N-1,\ N+1,\ \cdots,\ 2N-1,\ 2N+1,\ \cdots) \tag{5.1.16}$$

时，干涉因子出现零点。在两个相邻的主极大之间，干涉因子还有 $N-2$ 个弱的次极大值。故 $I(\alpha)$ 整个形成如图 5.1.7b 所示的强度分布。由此可以看到，这样的光强分布是有很大弱点的，即无色散的零级谱强度最大，然后 ±1，±2，…级谱等依次减弱，同一波长的入射光能被分布于各个谱级，光能的有效利用率太低了。

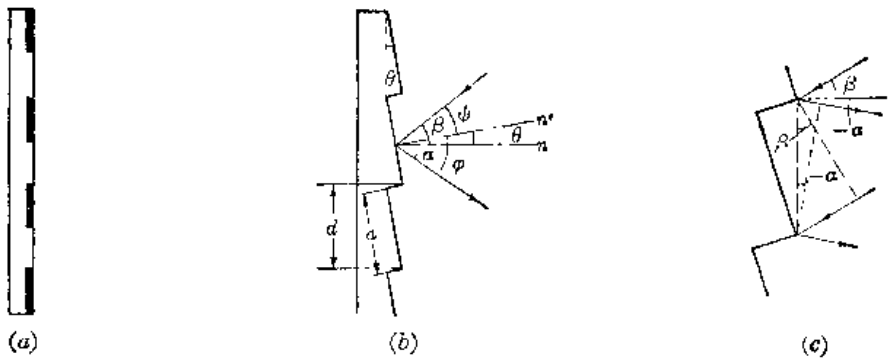


图 5.1.8 反射光栅

(a) 振幅调制式； (b) 相位调制式； (c) 相位差的几何关系

实际使用的光栅都不采用透射式，而采用反射式。图 5.1.8*a*、*b* 是反射式光栅的两种型式，图(*a*)的光栅表面由相间的反射条纹与吸收条纹所组成，反射光强跳跃式周期变化，称为振幅调制式反射光栅。图(*b*)的光栅表面是具有锯齿状刻痕的反射面，反射光的相位是周期性变化的，称为相位调制式反射光栅。由于振幅调制式光栅的大部分光强仍然都落在无色散的零级谱上，因而现代所有的光栅都采用相位调制式反射光栅。现在我们就来分析调相式光栅的基本方程。由图 5.1.8*c* 可以看到，若光束的入射角为 β，反射角为 α，则两相邻刻槽对应点间的光程差为

$$\Delta l = d(\sin\alpha + \sin\beta)。$$

由此得到干涉因子达到主极大的条件为

$$d(\sin\beta + \sin\alpha) = k\lambda \quad (k=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \cdots), \tag{5.1.15'}$$

式中入射角 β 永远取正号；而反射角 α，当与 β 在光栅法线的同一侧时取正号，若在法线的另一侧，则取负号。这个光栅方程对于平面成凹面、反射或透射光栅都适用。上述对透射光栅所得到的(5.1.15)式，是(5.1.15')式在 $\beta=0$ 时的一个特例。相位调制式反射光栅的光强分布为

$$I = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \cdot \frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}, \tag{5.1.17}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} v &= \frac{\pi d(\sin\alpha + \sin\beta)}{\lambda}, \\ u &= \frac{\pi a(\sin\varphi + \sin\psi)}{\lambda}, \end{aligned}\right\} \tag{5.1.18}$$

而 $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ 和 $\frac{\sin^2 Nv}{\sin^2 v}$ 仍分别为衍射因子和干涉因子；ψ、φ 分别为相对于沟槽工作面法线 n' 的入射角和反射角；a 为沟槽工作面宽度；d 为两相邻沟槽的间距，亦称为光栅常数。设 θ 为两法线 n、n' 间的夹角；并规定入射角 β、ψ 取正值，α、θ 与 β 在 n 的同侧时，取“+”值，反之取“−”值；而 φ 与 ψ 在 n' 的同侧取“+”值，反之取“−”值；故由图 5.1.8*b* 可得到如下的角度关系：

$$\psi = \beta - \theta, \quad \varphi = \alpha - \theta。 \tag{5.1.19}$$

相位调制式反射光栅的主要优点是，可以选择一定形状的沟槽断面(θ, a, d)，使大部分的入射光集中于预定的方向上，这种光栅称为闪跃光栅(亦称为强度定向光栅)。现在我们分析一下这种光栅的工作原理。由上述分析可知，为了使光栅的光能量集中到预定的方向上，必须满足两个条件：(1)将槽面衍射因数的零级极大置于预定的方向上，由(5.1.18)式可知，这就要求 $\psi=-\varphi$(这实际上就是光在槽面上的反射定律)；(2)将光栅干涉因数的零级极大置于槽面衍射因数的负一级极小上，以使无色散的零级光谱降为零，这就是当 $\beta=-\alpha$ 时，要求 $a(\sin\psi+\sin\varphi)=-\lambda$。根据这两个条件和(5.1.15')、(5.1.19)式，就可求得闪跃光栅沟槽断面参数(θ, a, d)所应满足的关系式：

$$\left.\begin{aligned} 2\sin\theta\cos(\beta-\theta) &= \frac{k\lambda}{d}, \\ 2\sin\theta\cos\beta &= \frac{\lambda}{a}, \end{aligned}\right\} \tag{5.1.20}$$

这时强度分布极大值所对应的衍射角 α_{max} 和波长 λ_{max} 为

$$\left.\begin{aligned}\alpha_{max}&=2\theta-\beta,\\ \lambda_{max}&=\frac{d}{k}(\sin\beta+\sin\alpha_{max})。\end{aligned}\right\}\tag{5.1.21}$$

当光栅处于自准光路时，即 $\beta=\theta$，则(5.1.20)和(5.1.21)式就变为

$$2\sin\theta=\frac{k\lambda}{d},\quad 2\sin\theta\cos\beta=\frac{\lambda}{a};\tag{5.1.20'}$$

$$\alpha_{max}=\theta,\quad \lambda_{max}=\frac{2d}{k}\sin\theta。\tag{5.1.21'}$$

α_{max}、λ_{max} 亦称为光栅的闪跃角和闪烁波长。闪跃光栅在闪跃方向上，所集中的入射总光能可达 80～90%，这是闪跃光栅的最大优点。

由(5.1.15')式可以看到，在光栅光谱仪中，不同波长的不同光谱级的光会发生重迭，这是其最严重的缺点之一。为消除重迭可采用两种方法：(1)利用一些具有不同谱响应的滤光片或感光板，来消除不需要的重迭光谱；(2)色散交错法，即利用辅助色散元件(棱镜或光栅)沿着垂直于主色散元件的色散方向将不同级数的光谱拉开，此称为预色散作用。由于滤光片结构简单，使用方便又经济，一般都尽量用它来消除光谱重迭。在摄谱仪中，为利用高次级光谱，可采用小型的棱镜预色散器。

设入射角 β 不变，由微分(5.1.15')式，得到光栅的角色散率为

$$D_\alpha=\frac{d\alpha}{d\lambda}=\frac{k}{d\cos\alpha}。\tag{5.1.22}$$

由此可看到：(1)当 $\alpha\ll1$ 时，$D_\alpha\simeq\frac{k}{d}=$常数，即在反射角较小时，光栅的角色散率与波长无关，这对波长标定是很方便的；(2)角色散率 D_α 与光谱级 k 成正比，因而要获得较高的角色散率，应取较高的光谱级；(3)D_α 与光栅刻痕数 N 无关，而与 $\frac{1}{d}$ 成正比，因而 d 越小，D_α 越大。但实际上 d 不能太小，因为 $\sin\alpha$ 和 $\sin\beta$ 不能大于 1，因而 d 必须大于 $\frac{\lambda}{2}$。一般 d 均比给定波长区的平均波长大几倍。在紫外和可见光区可用 $\frac{1}{d}=600, 1200, 2400\,mm^{-1}$；在 $\lambda<3\,\mu m$ 的近红外区，可用 $\frac{1}{d}=200, 300\,mm^{-1}$；在 $\lambda=5\sim25\,\mu m$ 的光谱区，可用 $\frac{1}{d}=100\sim30\,mm^{-1}$；在 $25\,\mu m\sim1\,mm$ 光谱区，可用 $\frac{1}{d}=30\sim0.75\,mm^{-1}$。

若光谱仪的有效孔径由光栅决定，那么有效孔径为

$$a=Nd\cos\alpha。$$

因此，它的理论分辨率为

$$R=aD_\alpha=kN=\frac{Nd}{\lambda}(\sin\alpha+\sin\beta),\tag{5.1.23}$$

式中 Nd 就等于光栅宽度。由此可知：要想获得高分辨率，就要采用大块的光栅并在大的入射和衍射角的自准条件($\alpha=\beta$)下工作(例如 $\beta=\alpha=60\sim70°$)。

反射光栅除了上述的平面反射光栅外，还有一种所谓凹面反射光栅，它是在球面反射镜上沿弦刻划出等间隔且等宽的许多平行直刻痕而制成的。凹面光栅除了具有与平面光栅相同的分光特性外，它还兼有准光和聚焦的作用，它不需附加任何光学部件就可以产生光栅光谱。这是凹面光栅十分突出的优点。如果将光源狭缝和凹面反射光栅同放在一个直径等于

光栅表面曲率半径的圆周上，并且光栅表面与该圆周相切于中心点，则由该光栅所产生的光谱都呈现在这个圆周上。这个圆常称为罗兰圆。各种凹面光栅光谱仪都是利用这种罗兰圆装成的。图 5.1.9 为凹面光栅光谱仪的最简单的一种安排形式，G 为凹面光栅。整个光谱可以同时显示在罗兰圆的焦面上。这种凹面光栅形成的光谱的象散比较严重，而且凹面光栅在制造上也较平面光栅困难得多，因而可见光区的光谱仪大多数还是使用平面光栅，但凹面光栅光谱仪用于远紫外光区的分光还是十分有利的。

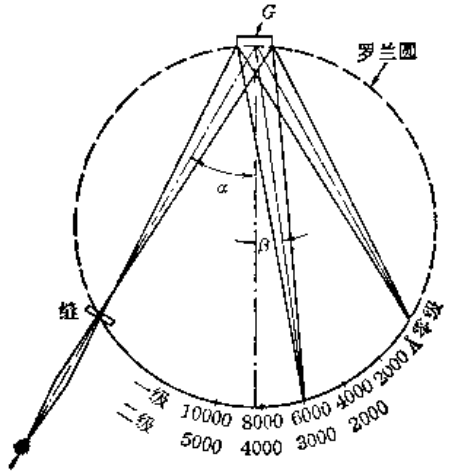


图 5.1.9 凹面光栅光谱仪的安排

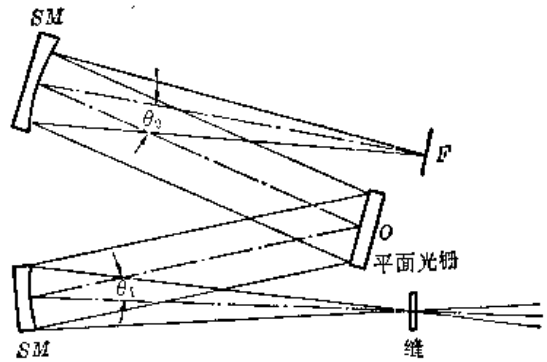


图 5.1.10 平面光栅光谱仪的一种结构形式

图 5.1.10 是一种常用的平面光栅光谱仪的结构形式，称为 Czerny–Turner 结构。它利用两个球面镜(SM)来会聚光(也有将这两个球面镜合并为一个球面镜的)。狭缝和感光板 F 都处于球面镜的焦点上。由于用了两个球面镜，并且 $\theta_1=\theta_2$，其象差可以很小；同时若使 θ_1、θ_2 较小，还可使焦面上的象散较小。对于这种结构的光栅光谱仪可以把相对孔径做得稍大些，而不会产生严重的象差。这种结构也适于作单色仪，在 F 处用出口狭缝代替感光板，以 O 点为轴旋转光栅，在出口狭缝处就可得到不同波长的单色光。

图 5.1.11 是国产 WSP-1 型光栅摄谱仪的光学系统图。它的照明系统和狭缝结构与图 5.1.6 所示的相似。狭缝射出的光经反射镜 3、4 反射后射入光栅 5。经光栅分光后出射的光由大球面镜 6 会聚到感光板 7 上，由此得到的光谱称为一次光谱。还有一部分光栅的出射光经反射镜 8 反射，又再次射入光栅，经二次分光后，成象于一次光谱下方，由此得到的光谱称为二次光谱。它的工作波段为 2000～10000 Å，焦距 1.8m，其它性能列于表 5.1.3 中。

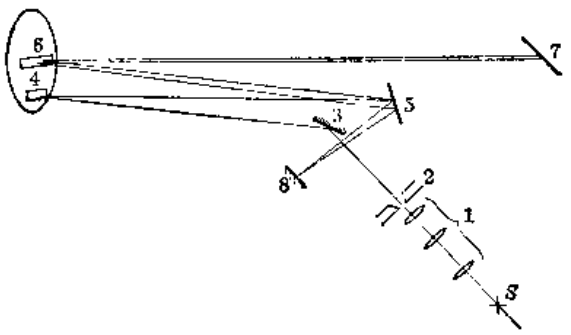


图 5.1.11 WSP-型光谱仪的光路系统

S—光源；1—三透镜照明系统；2—狭缝；3—小反射镜；4—准直镜；5—光栅；6—照象物镜；7—感光板；8—“二次光谱”反射镜

刻制反射式光栅是一项十分精密而困难的技术。这是因为光栅线距一般都在 $1\mu m$ 量级，线数多达 10^5，而且要求具有一定的刻槽形状，刻线均匀平直。原型光栅一般都是将镀有铝膜的玻璃或石英坯件放在一种精密的刻划机上逐条压制出来的。理想的光栅要求刻线应是等距离的，如果刻线间距有种种的误差，则这些误差就可能在光栅光谱中出现假的谱线，称为鬼线或伴线。因而，刻制工艺要求很严格，而且也很费工。例如现代光栅刻划机刻划

表 5.1.3 WSP-1 型光栅光谱仪的性能

闪跃波长及刻线密度	光 谱 级	实际分辨率 $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$	倒数线色散率 (Å/mm)
3000Å	一 次 一 级	38000	9
600/mm	二 次 一 级	44300	4.5
5000Å	一 次 一 级	38000	9
600/mm	二 次 一 级	44300	4.5
7000Å	一 次 一 级	66100	4.5
1200/mm	二 次 一 级	85300	2.25

一块宽度为 150mm 的光栅，需要连续工作时间长达 7 昼夜。幸好光栅可以复制，常用的复制方法是将涂了一层薄硅油的母光栅水平地置于真空镀膜机中，镀一层约 1.5μm 厚的铝膜，然后在铝膜上再涂一层粘结剂使其能与复制光栅的基极牢固地结合，最后用机械的方法将复制光栅与母光栅分开。这种复制工艺的发展，大大提高了光栅的生产效率。近年来随着激光技术和光刻技术的发展，已出现一种以全息照相法制造的光栅，即所谓全息光栅。它是利用两束从激光器发出的相干光，在待制光栅坯件的光致抗蚀剂涂层上产生一套干涉条纹并使之曝光，然后将其浸入一种特殊溶剂中，使涂层中曝光量不同的部分受到不同程度的溶蚀，从而在其上形成与干涉条纹空间结构相当的槽线，再经真空镀铝后就成了全息光栅。由于全息光栅是用"静止"的光化学方法制成的，消除了一般机刻光栅所固有的缺点，因而其所产生的光谱中鬼线和杂散光水平很低；而且全息光栅可以制成平面和各种凹面的光栅，槽线密度可以很高，面积也可以很大。全息光栅最适宜用于要求槽线较密的短波区域。

§5.1.4 法布里-珀罗干涉仪

法布里-珀罗干涉仪是一种高分辨光谱分析的工具，它在等离子体诊断中同样获得了广泛的应用。它的结构很简单，如图 5.1.12 所示，是由两块平面玻璃板或石英板 A、B 组成的。在两片相对的平面上镀有高反射率的反射膜，并要求其表面是光学平面；用一间隔圈将它们隔开，从而在其间形成一平行平面空气层。若间隔圈是由某些热膨胀系数很小的材料（如殷钢或硅土等）做成的，两反射面的间隔是固定的，则称其为法布里-珀罗标准具；若两反射面的间隔是可变的，则称为法布里-珀罗干涉仪。无论是标准具还是干涉仪，为消除两平板的外表面（它们是低反射率的）上反射产生的干扰，两块板本身的内外面不是完全平行的。

法布里-珀罗干涉仪的分光作用和光栅一样是基于多光束的干涉原理。如图 5.1.12 所

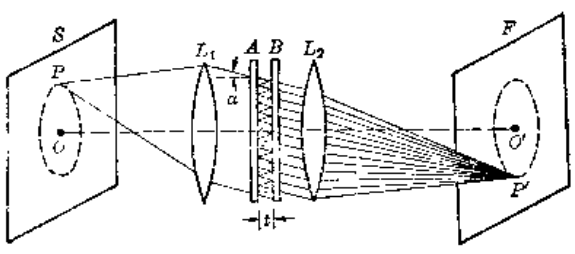


图 5.1.12 法布里-珀罗干涉仪工作原理示意图

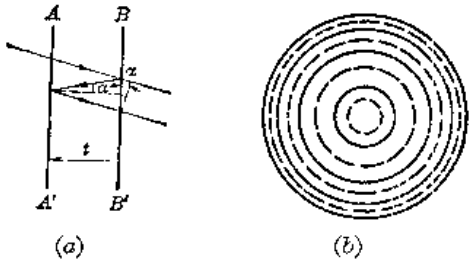


图 5.1.13 两相邻透射束的光程差及其所形成的干涉条纹

示。位于物镜 L_1 焦面上的扩展光源，其上每一点发出的光经透镜形成与光轴成 α 角的平行光束，经平板射入两反射面夹层后，就在反射面之间进行多次反射。在反射面 B 上每经一次反射，就有一小部分光透过反射层，从而形成多束平行的透射光。由图 5.1.13 a 可求出两相邻的透射光之间的光程差为

$$\Delta l=\frac{2nt}{\cos\alpha'}-2nt\,\mathrm{tg}\,\alpha'\sin\alpha'=2nt\cos\alpha', \tag{5.1.24}$$

式中 t 为反射面的间隔；n 为反射面夹层中介质的折射系数；α' 为在反射面间的反射光与平面法线的夹角，当平板周围介质的折射系数与夹层介质相近时，它近似等于入射光的入射角 α。由透镜 L_2 将这些透射光会聚起来，就发生多光束干涉现象，在 L_2 的焦面上将形成一系列的等倾干涉条纹(图 5.1.13 b)，其强度分布为

$$\left.\begin{aligned} I_T&=I_0\left[1+\frac{4\mathscr{R}}{(1-\mathscr{R})^2}\sin^2\left(\frac{2\pi nt\cos\alpha}{\lambda}\right)\right]^{-1};\\ I_0&=\frac{\mathscr{T}^2}{(1-\mathscr{R})^2}I_i=\left(1-\frac{\mathscr{A}}{1-\mathscr{R}}\right)^2, \end{aligned}\right\} \tag{5.1.25}$$

式中 $\mathscr{T}$、$\mathscr{R}$ 和 $\mathscr{A}$ 分别为反射膜的透射率、反射率和吸收率，且有 $\mathscr{A}+\mathscr{T}+\mathscr{R}=1$；$I_i$ 为入射光强。由此可见，当

$$2nt\cos\alpha=k\lambda \quad (k\text{ 为正整数}) \tag{5.1.26}$$

时，透射光强将达极大，在焦面上将形成等倾的亮条纹。对应于不同 k 值的亮条纹是一组同心圆，其圆心是在正入射透射光的焦点上，这时的 k 值最大，因而法布里-珀罗干涉仪是高级次的干涉。对于满足(5.1.26)式条件的同一干涉级而波长不同的光，将形成不同的干涉亮环，因而法布里-珀罗干涉仪具有色散作用。

由(5.1.25)式可求得亮条纹的半强度全宽度为

$$\delta\lambda_{\frac{1}{2}}=\frac{1-\mathscr{R}}{\pi\sqrt{\mathscr{R}}}\,\frac{\lambda^2}{2nt\cos\alpha}。 \tag{5.1.27}$$

由此可以看到，反射面的反射率 $\mathscr{R}$ 越大，半强度全宽度越小，即亮环越窄。同样也可以求出当 t 和 α 固定时，相邻干涉级不发生重迭的最大波长间隔为

$$\Delta\lambda_{SR}=\frac{\lambda^2}{2nt\cos\theta}, \tag{5.1.28}$$

此称为标准具常数，或称标准具的自由光谱范围。例如，对 $nt=5\mathrm{mm}$ 的标准具，当 $\lambda=5000\,\text{Å}$，$\cos\alpha\simeq1$ 时，由上式求得 $\Delta\lambda\simeq0.25\,\text{Å}$，所以法布里-珀罗标准具所能分析的频带范围是极窄的，当用它来进行光谱精细结构测量时，需要先用单色仪将待测光谱单色化。由(5.1.27)和(5.1.28)式可求得法布里-珀罗标准具的一个重要的特征参量——锐度 F，它是标准具的自由光谱区 $\Delta\lambda_{SR}$ 与条纹的半宽度 $\delta\lambda_{\frac{1}{2}}$ 之比，即

$$F\equiv\frac{\Delta\lambda_{SR}}{\delta\lambda_{\frac{1}{2}}}=\frac{\pi\sqrt{\mathscr{R}}}{1-\mathscr{R}}。 \tag{5.1.29}$$

标准具的另外两个重要特征参量是峰值透射率：

$$\tau\equiv\left(\frac{I_T}{I_i}\right)_{\max}=\left(\frac{\mathscr{T}}{1-\mathscr{R}}\right)^2=\left(1-\frac{\mathscr{A}}{1-\mathscr{R}}\right)^2 \tag{5.1.30}$$

和反差因子：

$$b\equiv\left(\frac{I_T}{I_i}\right)_{\max}\Big/\left(\frac{I_T}{I_i}\right)_{\min}=\left(\frac{1+\mathscr{R}}{1-\mathscr{R}}\right)^2=1+\frac{4F^2}{\pi^2}。 \tag{5.1.31}$$

由于当 $\mathscr{R}$ 很高时，$\frac{\mathscr{A}}{1-\mathscr{R}}$ 随 $\mathscr{R}$ 的增大而增大，故由(5.1.29)和(5.1.30)式可知，当 $\mathscr{R}$ 增大时，F 也随之增大，但 τ 减小。F 和 τ 对 $\mathscr{R}$ 的要求是相互矛盾的，故 $\mathscr{R}$ 应根据实际需要而作适当选择。

根据瑞利判据，由强度分布公式(5.1.25)也可以求出干涉仪的理论分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=0.97kF=\frac{1.94nt\cos\alpha}{\lambda}F。\tag{5.1.32}$$

与光栅光谱仪的分辨率公式(5.1.23)相比较可以看出，F 相当于光栅的刻槽总数，即产生多光束干涉现象的有效相干光束数，故 F 亦称为通过干涉仪的有效光束数。由上式可知，R 与 k、F 成正比。对于镀银膜反射层 $\mathscr{R}$ 可达 97%，而多层介质膜反射层 $\mathscr{R}$ 可达 99% 以上，因而 F 可很大；而且法布里-珀罗干涉仪是产生高干涉级 k 的光谱，故其分辨率可达很高的数值。上述讨论的是干涉仪所能达到的理论分辨率的极限，实际的分辨率要比理论分辨率低，这主要是受反射面的加工精度的影响。因为反射而的加工误差(反射面不平或两反射面的平行度有偏差)，使干涉仪的间距不一致，从而使干涉极大值发生位移，并导致分辨率的降低。若反射面的偏差为 δt，则由此决定的锐度为

$$F_{\delta t}=\frac{\lambda}{2\delta t\cos\alpha}\simeq\frac{\lambda}{2\delta t}。\tag{5.1.33}$$

若用 F_r 表示由(5.1.29)式决定的锐度，则干涉仪的总锐度 F 为

$$\frac{1}{F^2}=\frac{1}{F_{\delta t}^2}+\frac{1}{F_r^2}。\tag{5.1.34}$$

目前加工精度最高可达到 $\lambda/200$，则 $F_{\delta t}\simeq100$，但 F_r 还可达到更高的数值(如几百)。因而，最好使反射面的加工精度与反射率相适应，即要求

$$\frac{\lambda}{2\delta t}\simeq\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}。\tag{5.1.35}$$

由(5.1.28)和(5.1.32)式可知，干涉仪的自由光谱范围 $\Delta\lambda_{SR}$ 与反射而间距 t 成反比，而分辨率 R 与 t 成正比，当间距 t 增大时，分辨率 R 可提高，但可分析的光谱范围却减小了，故 R、$\Delta\lambda_{SR}$对间距 t 的要求是互相矛盾的。为兼顾分辨率 R 高、可分析的光谱范围宽的要求，可采用复合法布里-珀罗干涉仪。复合法布里-珀罗干涉仪是由两个隔圈厚度 t 成整数倍关系的法布里-珀罗干涉仪顺序排列而组成的。复合干涉仪的强度分布是由厚和薄的两个干涉仪的强度分布相迭加而组成的；它的自由光谱范围完全由薄干涉仪决定；而它的极大值轮廓是由厚干涉仪决定的。因此复合干涉仪同时保持了薄干涉仪色散区较大和厚干涉仪分辨率高的优点。但复合干涉仪的主要缺点是透光率极低和调整复杂。

当将法布里-珀罗干涉仪用做分光计时，常用固定不动的环形出射光阑，而采用以下的几种方法改变接收光的波长，从而实现光谱的扫描。

倾斜法法布里-珀罗分光计 它是采用改变入射光束的入射角来进行光谱扫描的。由(5.1.26)式可得

$$\cos\alpha=\frac{k\lambda}{2nt}。$$

因而，只要旋转干涉仪从而改变入射角，就可达到波长扫描的目的，其优点是比较简单，但它的缺点是扫描时仪器的分辨率随倾角增大而降低。

变光学厚度法布里-珀罗分光计 根据基本公式(5.1.26)，改变光学厚度 nt，同样可进行光谱扫描，即

$$nt=\frac{k\lambda}{2\cos\alpha}。$$

由上式可知，改变光学厚度可有两种方法：一是改变平行反射面间的气体折射率；二是改变反射面的平行间距 t。因为气体的折射率直接与气压有关：

$$n-1=\frac{(n_0-1)P}{760\left(1+\frac{T}{273}\right)}\simeq\frac{(n_0-1)}{760}P \quad (\text{当 } T \text{ 较小时，即 } T\ll 273 \text{ 时}), \quad (5.1.36)$$

式中 n_0 为标准状态下气体的折射率，T 为温度(℃)，P 为气压(托)。由上式和(5.1.26)式可得到

$$d\lambda=\frac{2t\cos\alpha}{k}\cdot\frac{n_0-1}{760}dP。$$

由此可见，通过改变气体的压力可以获得线性的波长扫描，其主要优点是扫描时各个光学零件均保持不动，因而工作稳定可靠；其主要缺点是扫描速度较慢(因气压不宜改变太快)，而且它只适用于间距 t 较大的分光计(因为薄标准具扫描时，要求气压变化范围较大)。至于改变标准具几何间距 t 的扫描方法，则可以有多种途径，例如机械移动法，磁致伸缩法，晶体压电法和热膨胀法等。

变焦距法法布里-珀罗分光计 这是因为改变聚焦镜的焦距时，可以使干涉圈在焦面上的直径发生变化，使干涉圈顺序地通过固定的环形光阑，从而实现光谱的扫描。该法的优点是结构简单，可实现较宽光谱范围的扫描；其缺点是出射光阑的光谱宽度在扫描时会发生变化。

§5.2 红外光谱分析[10~25]

在红外光谱区，高温等离子体辐射主要是连续辐射，而且除了在远红外(亚毫米和毫米波段)有电子回旋辐射外，基本上不存在细的线光谱，因而在这个谱区等离子体辐射光谱的分析，不需要高分辨率的分光仪器，R 等于几十就够了。但是在激光散射诊断中，散射谱轮廓的测量是各种散射诊断方法的基础，这就对近红外乃至远红外光谱的分析提出了较高的要求。

§5.2.1 红外棱镜光谱仪

棱镜光谱仪的工作光谱区主要取决于棱镜的光谱透射率，一般用各种光学玻璃做成的棱镜光谱仪可工作的长波范围在 $1\mu m$ 左右。用于红外分光的棱镜要采用特殊的材料，要求在一定的红外波段有较高的光谱透射率和较大的色散率 $\frac{dn}{d\lambda}$。我们知道，任何材料都具有确定的透过光谱范围，在这个范围内，往往存在一定数量的吸收带(如图 5.2.1 中的 a、b 所示)。在吸收带区域，折射率 n 随波长 λ 增长而增大，此为反常色散区；而在吸收带之间，n 随 λ 增长而减小，此为正常色散区。用作分光棱镜的材料都是利用其正常色散区，表 5.2.1 给出了几种常用的红外棱

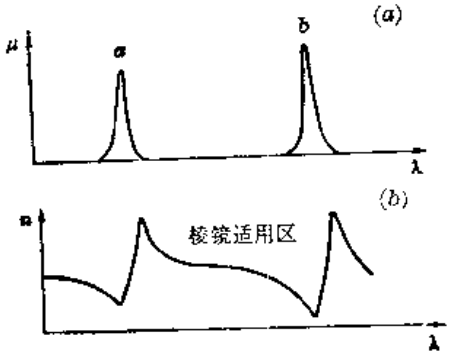


图 5.2.1

(a) 透光材料的吸收带；(b) 色散曲线

表 5.2.1 几种常用的红外棱镜材料特性

材料	LiF	CaF_2	NaF	NaCl	KBr	KSR-5 (TlBr-TlI)	CsI
长波极限 (μm)	6	9	10	16	25	40	50
棱镜适用范围(μm)	2～5	3～7	3～8	5～15	15～25	25～40	25～50

镜材料及其适用的波长范围。

红外光谱仪中光路的其它部件也都要求能在红外谱区工作。不少红外透明材料都可以用做红外透镜，不过由于色散严重，不容易获得质量优良的聚焦成象。因而，在红外光谱仪光路中广泛采用反射镜(平面镜、球面镜，椭球面镜及抛物面镜等)来完成光的传播和聚焦成象。这些反射镜都是在一定形状的玻璃基片上，在真空中镀几至几十微米的金属膜而做成的，常用的红外反射材料是金、铝或银等。图 5.2.2 是一个棱镜单色仪光路安排的例子，转动平面镜可以实现波长扫描，从固定的出射狭缝就可分出不同波长的单色光。在远红外区常用的透镜材料是聚四氟乙烯等塑料。

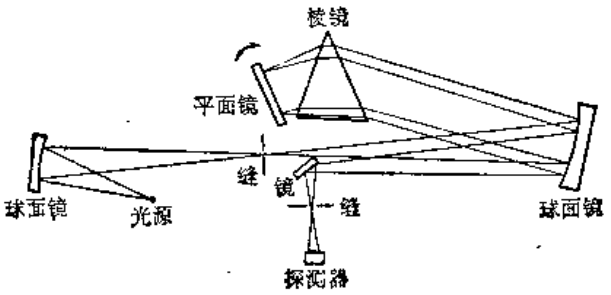


图 5.2.2 红外棱镜单色仪光路图

§5.2.2 红外光栅光谱仪

红外光栅也可以是透射式的或反射式的。由于光学材料在红外波段透光的局限性，红外光栅大多是用反射式平面光栅，但在远红外波区，特别是亚毫米波区，也可采用最古老形式的透射光栅，即由金属丝组成的透射光栅。由(5.1.15′)式可知，衍射光栅衍射图获得主极大的条件为

$$\sin\alpha+\sin\beta=\frac{k\lambda}{d},$$

因此可测的最大波长为

$$\lambda_{max}\leqslant 2d/k,$$

实际的最大可测波长为

$$\lambda_{max}\simeq 1.4d/k, \tag{5.2.1}$$

此式对反射式和透射式光栅都适用。因此，随着波长 λ_{max} 的增大，光栅间隔 d 也必须增大。表 5.2.2 列出了适用于红外波长范围的光栅密度。图 5.2.3 是一个真空红外光谱仪的例子。由于水蒸汽对远红外辐射会有强的吸收，故它的整个光路全部处在真空中(气压低于 0.1 托)。它用了四个可更换的反射式光栅，面积为 $25\times 20\,cm^2$，闪跃角为 9°，光栅间距为 0.025～4 mm，可覆盖的波长范围为 10～1000 μm。该谱仪中还用了一个闪跃角为 45° 的光栅，作为反射滤光器，以滤去高级次(短波)的光。

表 5.2.2 红外各波段适用的光栅密度

波长 (μm)	18～25	25～40	40～70	70～140
光栅密度(条/mm)	48	36	15	5

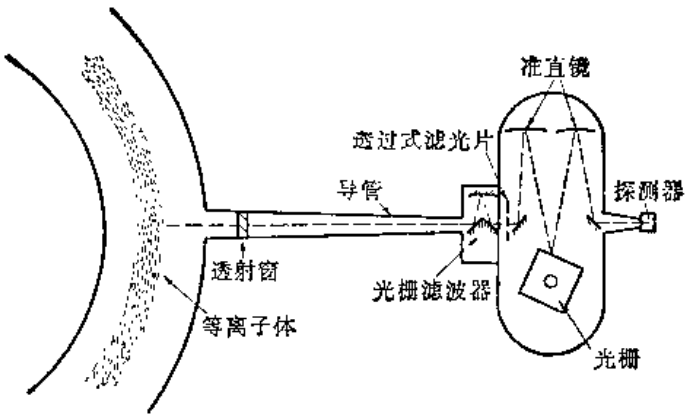


图 5.2.3 真空红外光谱仪

§5.2.3 红外法布里-珀罗干涉仪[14~18]

法布里-珀罗干涉仪是十分有用的高分辨率分光仪器，它适用于从近紫外到远红外、甚至到微波区的宽广的电磁波频率范围。由前述可知，在近紫外到近红外(到 20μm)的光谱区，法布里-珀罗干涉仪常用多层介质膜做为反射面，由于受透明材料和反射膜的限制，这种形式的干涉仪在远红外区已不适用了。在远红外区，法布里-珀罗干涉仪的主要特点是采用金属栅网做干涉仪的反射面。图 5.2.4 为金属栅网的两种基本结构，图(a)称为电感性栅网，图(b)为电容性栅网。金属材料可用电导率较高的铜、镍、银、金等，多半由电铸成形。图(a)的结构可独立成形，也可附着在介质膜上；而图(b)的结构则必须附着在介质膜上(常用的介质膜是 Mylar 膜等)。表 5.2.3 给出了几个用于远红外波段的金属栅网的典型尺寸，其中几何尺寸 g, a, t 的意义如图 5.2.4 所示。它们对入射电磁波的光学特性可用等效电路参数来表示。表 5.2.4 给出了电感性和电容性栅网的等效电路和参数，以及用等效参数表示的栅网的光学特性。表 5.2.3 中的等效电路参数 Z_0、ν_0、R 是实验测定的。在一般情况下，当 $\frac{a}{g}<0.2$ 及 $t \ll a$ 时，上述的等效电路参数可用下述公式近似表示：

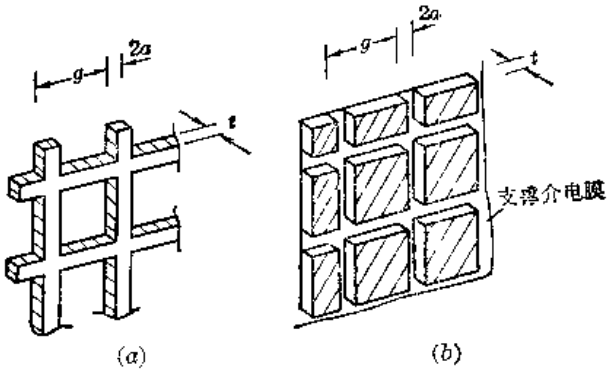
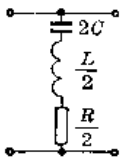
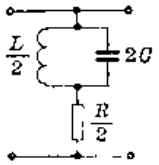


图 5.2.4 金属栅网反射面
(a) 电感性栅网； (b) 电容性栅网

表 5.2.3 金属栅网反射面的尺寸和特征参数

类型	材料	尺寸 (μm)				等效电路参数		
		g	a	t	a/g	Z_0	ν_0	R
电感性	铜附在 Mylar 膜上	368	17.7	5	0.051	0.274	1.0	≤0.02
		250	40.5	5	0.161	0.70	0.96	≤0.02
		473	72.5	5	0.153	0.73	0.96	0.001
		342	68.5	6	0.200	1.19	0.945	0.002
		368	35	7	0.095			
电容性	Ni	368	17.0	14	0.046	3.00	1	0.02
	Cu	216	28.8	7	0.133	1.33	1	0.004
	Ni	216	13.5	12	0.0623	2.42	1	<0.004

表 5.2.4 金属栅网等效电路和光学特性

类型	电容性	电感性
等效电路		
归一化共振频率	$\nu_0=g/\lambda_0$	
共振时归一化阻抗	$Z_0=\nu_0 L=\dfrac{1}{\nu_0 C}$	
广义频率	$\Omega=\dfrac{\nu}{\nu_0}-\dfrac{\nu_0}{\nu}=\dfrac{\lambda_0}{\lambda}-\dfrac{\lambda}{\lambda_0}$	
反射率 $\mathscr{R}$	$[(1+R)^2+Z_0^2\Omega^2]^{-1}$	$[(1+R)^2+Z_0^2/\Omega^2]^{-1}$
反射率 $\psi_{\mathscr{R}}$	$\pi-\mathrm{tg}^{-1}\left(\dfrac{Z_0\Omega}{1+R}\right)$	$\pi+\mathrm{tg}^{-1}\left(\dfrac{Z_0}{\Omega(1+R)}\right)$
透射率 $\mathscr{T}$	$\dfrac{R^2+Z_0^2\Omega^2}{(1+R)^2+Z_0^2\Omega^2}$	$\dfrac{R^2+Z_0^2/\Omega^2}{(1+R)^2+Z_0^2/\Omega^2}$
透射率 $\psi_{\mathscr{T}}$	$\mathrm{tg}^{-1}\left[\dfrac{Z_0\Omega}{R(1+R)+Z_0^2\Omega^2}\right]$	$-\mathrm{tg}^{-1}\left[\dfrac{Z_0/\Omega}{R(1+R)+Z_0^2/\Omega^2}\right]$
吸收率 $\mathscr{A}$	$2R\mathscr{T}$	

$$\left.\begin{aligned}\nu_0&=1-0.27\left(\frac{a}{g}\right),\\ Z_0&=\frac{1}{2\ln\left[\operatorname{cosec}\left(\dfrac{\pi a}{2g}\right)\right]},\\ R&=\left(\frac{e}{\lambda\sigma}\right)^{1/2}\frac{\eta}{2},\end{aligned}\right\}\tag{5.2.2}$$

式中 e 为真空中光速，λ 为波长，σ 为金属网的电导率，η 为

$$\eta=\begin{cases}\left(1-\dfrac{2a}{g}\right)^{-1} & \text{（电容性栅网），}\\ \dfrac{g}{2a} & \text{（电感性栅网）。}\end{cases}$$

当金属栅网的几何尺寸给定后，由表 5.2.4 中的公式就可求得金属栅网反射面的光学特性。

由上述的两个尺寸相同的金属栅网平行相距 d 而组成的干涉仪，就是金属栅网式法布里-珀罗干涉仪。对于电感性金属栅网组成的干涉仪，当 $\lambda\gg g$ 时，由金属栅网理论，可得到干涉仪的锐度 F 及峰值透射率 τ 分别为

$$F=\begin{cases}\pi\left[2g\ln\left(\dfrac{g}{2\pi a}\right)\right]^{-2}\lambda^2 & \text{（金属线栅网），}\\ \pi\left[2g\ln\left(\sin\dfrac{\pi a}{g}\right)\right]^{-2}\lambda^2 & \text{（金属带栅网）；}\end{cases}$$

$$\tau=\begin{cases}\left\{1+0.314\dfrac{g}{a}\left(\dfrac{e}{\sigma}\right)^{1/2}\left[2g\ln\left(\dfrac{g}{2\pi a}\right)\right]^{-2}\lambda^{3/2}\right\}^{-2} & \text{（金属线栅网），}\\ \left\{1+0.314\dfrac{g}{a}\left(\dfrac{e}{\sigma}\right)^{1/2}\left[2g\ln\left(\sin\dfrac{\pi a}{g}\right)\right]^{-2}\lambda^{3/2}\right\}^{-2} & \text{（金属带栅网）。}\end{cases}$$

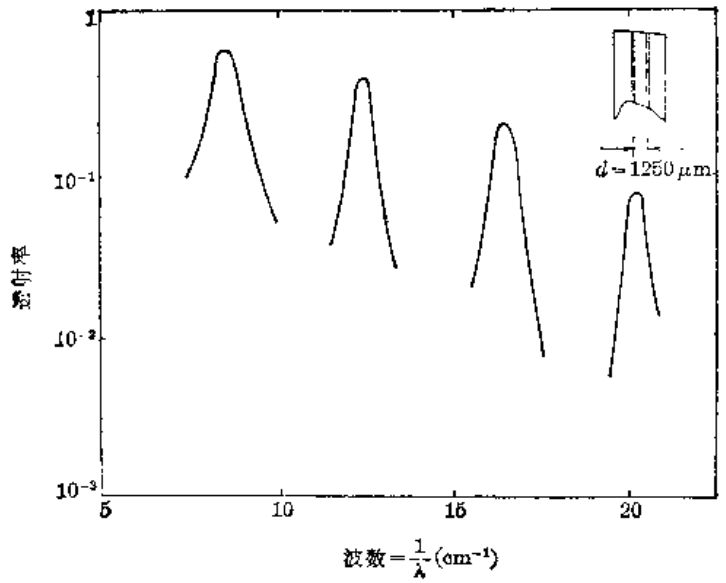


图 5.2.5 电容性网组成的干涉仪的透射特性

由此可以看到，由电感性栅网组成的干涉仪的锐度与 λ^2 成正比，频率越高，F 越小，其分辨率越差。由电容性栅网组成的干涉仪恰好与它相反，频率越高，F 越大，则分辨率越好。图 5.2.5 是由电容性栅网组成的干涉仪的透射率特性，由图可明显地看出锐度随 λ 变化的特性。

§5.2.4 傅里叶变换谱仪[19~25]

随着电子计算机的发展，使基于干涉调频分光原理的傅里叶变换红外光谱仪得到了迅速的发展。由于这种仪器具有极高的分辨率和极快的扫描速度，它在红外光谱的研究中获得了广泛的应用。目前的傅里叶变换红外光谱仪，基本上都采用迈克尔逊干涉仪来完成干涉调频的，图 5.2.6 画出了它的一般结构示意图。迈克尔逊干涉仪是个双光束干涉仪，它是由互相垂直排列的两个平面反射镜 MI、MII 和与两镜呈 45° 角的分束器所组成。光源发出的光经凹面反射镜 $MIII$ 反射后形成平行光束，射入分束器，被分成等强度的两束光。它们分别被反射镜 MI 和 MII 反射回分束器，经分束器反射和透射后又汇合起来，最后经凹面镜 MIV 会聚到探测器上。反射镜 MII 作平行振动，使两束光的光程差发生变化。设由 MI 和 MII 反射回来经分束器和反射镜会聚到探测器上的两束光的光程差为 x，且入射光在光谱间隔 $(\nu,\nu+d\nu)$ 内的亮度为 B_ν，则两束光将发生干涉，且探测器所接收到的干涉强度为

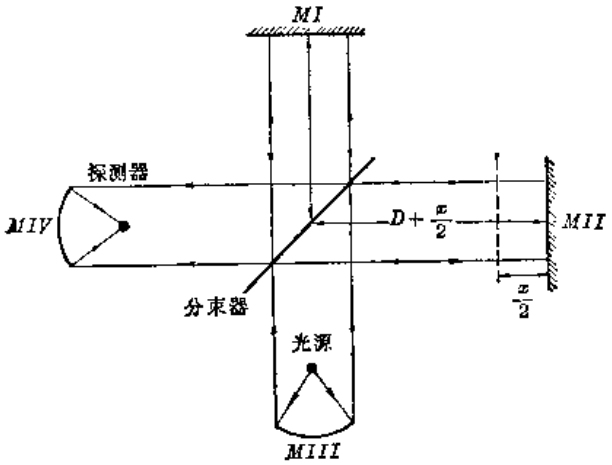


图 5.2.6 傅氏变换红外光谱仪结构示意图

$$dI(x)=2B_\nu\cos^2\pi\nu x d\nu=B_\nu(1+\cos 2\pi\nu x)d\nu, \tag{5.2.3}$$

式中 $\nu=\frac{1}{\lambda}$ 为波数。面探测器所接收到的全光谱范围的总干涉强度分布为

$$I(x)=\int_0^\infty B_\nu d\nu+\int_0^\infty B_\nu\cos 2\pi\nu x d\nu。\tag{5.2.4}$$

当 $x=0$ 时，有

$$I(0)=2\int_0^\infty B_\nu d\nu,\tag{5.2.5}$$

故

$$\int_0^\infty B_\nu\cos 2\pi\nu x d\nu=I(x)-\frac{1}{2}I(0)\equiv S(x)。\tag{5.2.6}$$

显然，此函数 $S(x)$ 是入射光源谱亮度 B_ν 的傅里叶余弦变换。由于傅里叶变换是可逆的，所以可得

$$B_\nu=2\int_{-\infty}^\infty S(x)\cos 2\pi\nu x dx。\tag{5.2.7}$$

此式表明，函数 $S(x)$ 的傅里叶余弦变换即为入射光的谱亮度。由于在迈克尔逊干涉仪中，是借助于连续地移动反射镜 MII 来改变光程差 x 的；若在改变 x 的同时，同步地记录下探测器输出中的变化部分（即 $S(x)$），则所得到的是一条 $S(x)$-x 曲线，此称为干涉图，而 $S(x)$ 称为干涉图函数。由(5.2.7)式可见，在获得干涉图之后，只要算出干涉图函数 $S(x)$ 的傅里叶余弦变换，即可得到被分析的入射光源的谱分布 B_ν。

实际上，光程差 x 只能在有限的范围内变化。若 $-L\leqslant x\leqslant L$，则光程差的这个限制可以用干涉图函数 $S(x)$ 乘以窗口函数 $p(x)$ 来表示，其中

$$p(x)=\begin{cases}1, & \text{当 } -L\leqslant x\leqslant L \text{ 时},\\ 0, & \text{当 } x<-L,\ x>L \text{ 时}。\end{cases}\tag{5.2.8}$$

即这时探测器所接收的干涉强度分布为 $S(x)p(x)$。若函数 $S(x)p(x)$ 是可进行傅里叶变换的函数，则其傅里叶变换为

$$B_{\nu'}=2\int_{-\infty}^\infty S(x)p(x)\cos 2\pi\nu x dx。\tag{5.2.9}$$

根据傅里叶变换的褶积定理，上式可变为

$$B_{\nu'}=\int_{-\infty}^\infty B_\nu P(\nu'-\nu)d\nu,\tag{5.2.10}$$

其中

$$B_\nu=2\int_{-\infty}^\infty S(x)\cos 2\pi\nu x dx=4\int_0^\infty S(x)\cos 2\pi\nu x dx$$

（即(5.2.7)式当 $S(x)$ 为偶函数时），

$$P(\tau)=2\int_{-\infty}^\infty p(x)\cos 2\pi\tau x dx。\tag{5.2.11}$$

将(5.2.8)式代入(5.2.11)式，并积分之，得

$$P(\tau)=2L\frac{\sin 2\pi\tau L}{2\pi\tau L}。\tag{5.2.12}$$

将(5.2.12)式代入(5.2.10)式，则得

$$\begin{aligned}B_{\nu'}&=2L\int_{-\infty}^\infty B_\nu\frac{\sin 2\pi(\nu'-\nu)L}{2\pi(\nu'-\nu)L}d\nu\\&=2L\int_0^\infty B_\nu\left\{\frac{\sin 2\pi(\nu'-\nu)L}{2\pi(\nu'-\nu)L}+\frac{\sin 2\pi(\nu'+\nu)L}{2\pi(\nu'+\nu)L}\right\}d\nu。\end{aligned}\tag{5.2.13}$$

由此可见，对于任一给定的波数 ν'，傅里叶变换的输出不再是精确的谱亮度 B_ν，而是被窗口

函数 $\frac{\sin 2\pi(\nu'-\nu)L}{2\pi(\nu'-\nu)L}$ 对所有的 ν 值权重后的谱。显然，谱被窗口函数加宽了，该谱仪的分辨极限为 $\frac{1}{L}$，L 为干涉仪的最大光程差，它也是窗口函数中央主极大的宽度。

这种干涉调频傅里叶变换谱仪的关键部件之一就是分束器，理想的分束器要求在整个分析的光谱区内反射率和透射率都相同，都等于 50%。这在远红外区，特别是包括毫米波的远红外区，只用一个分束器要分析这样宽的谱区一般是有困难的。若用金属栅网做分束器，并且用具有适当的偏振方向的平面偏振波入射，在波数 $0\sim\frac{1}{2g}\ \mathrm{cm}^{-1}$（$g$ 为栅网间距）范围内，该栅网对相应的偏振分量各自有近似为 100% 的反射和透射率，这样就可满足上述要求。图 5.2.7 是用这样的分束器做成的傅里叶变换谱仪的结构示意图，其工作原理如下所述：P_1 为起偏器，其光轴方向与纸面的法线成 45° 角，一束准直的电磁波入射其上后形成一平面偏振波，其电矢量方向与 P_1 的光轴方向 $\hat{p}$ 平行。它入射到平面栅网偏振器 D_1 上，被其分为两束，一束 A 的电矢量垂直于纸面（其单位矢量记为 $\hat{n}$），被 D_1 全反射；另一束 B 的电矢量垂直于 A（其单位矢量记为 $\hat{t}$），被 D_1 全透射。束 A 再经两次反射后，在偏振器 D_2 上与束 B 组合。当入射波是单色波时，A、B 束在 D_2 上合成后形成一椭圆偏振的波束，其椭圆率随 A、B 间的光程差的增大而周期性地变化。该合成束最后通过检偏器 P_2（其光轴平行于 P_1）的出射波是平面偏振波，它的振幅和迈克尔逊干涉仪的输出波一样随光程差而周期性地变化，即

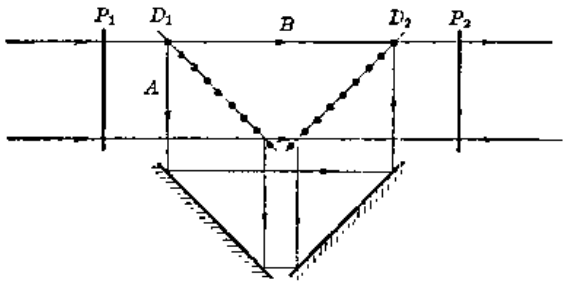


图 5.2.7 远红外傅里叶变换谱仪用的偏振型迈克尔逊干涉仪

$$I(x)=\frac{I_0}{2}(1+\cos 2\pi\nu x), \tag{5.2.14}$$

式中 I_0 是入射在 D_1 上的平面偏振波的强度。上式可简单地推导如下：设入射在分束器 D_1 上的平面偏振波束的电矢量为

$$\boldsymbol{E}_i=a\hat{p}\cos\omega t=\frac{a}{\sqrt{2}}\hat{n}\cos\omega t+\frac{a}{\sqrt{2}}\hat{t}\cos\omega t, \tag{5.2.15}$$

式中 a 为振幅，单位向量 $\hat{p}$、$\hat{n}$、$\hat{t}$ 的意义同前。于是，A、B 束在束组合器上的合成波束为

$$\boldsymbol{E}_j=\frac{a}{\sqrt{2}}\hat{n}\cos(\omega t+\Delta_A)+\frac{a}{\sqrt{2}}\hat{t}\cos(\omega t+\Delta_B), \tag{5.2.16}$$

而经过检偏器 P_2 后的出射束的电矢量为

$$\begin{aligned}|\boldsymbol{E}_0|=|\boldsymbol{E}_j\cdot\hat{p}|&=\frac{a}{2}[\cos(\omega t+\Delta_A)+\cos(\omega t+\Delta_B)]\\&=a\cos(\omega t+\bar{\Delta})\cos\frac{\Delta}{2},\end{aligned} \tag{5.2.17}$$

式中 Δ_A、Δ_B 为 A、B 束的相移，$\bar{\Delta}=\frac{1}{2}(\Delta_A+\Delta_B)$，$\Delta=\Delta_A-\Delta_B=2\pi\nu x$，$x$ 为光程差。故出射光强为

$$I=\langle|\boldsymbol{E}_0|^2\rangle=\left(\frac{a}{2}\right)^2\cos^2\frac{\Delta}{2}=\frac{1}{2}I_0(1+\cos 2\pi\nu x)。$$

这样的分束器在 $\nu=2\sim100\,cm^{-1}$ 范围内均有很高的分束效率，可用在远红外波段的傅里叶变换谱仪中。

干涉调频傅里叶变换谱仪的主要优点是不存在光谱级的重迭问题，而且能同时记录所选波段的所有光谱元，这可以显著地提高探测器输出的信噪比；其次，其分辨极限仅与干涉仪最大光程差有关，而与入射狭缝无关，故光束的截面积和立体角均可很大，使入射光强可较强，这对于光强较弱的远红外辐射源的谱分析是十分重要的。因此，傅里叶变换谱仪在远红外波区中已获得了广泛的应用。其主要缺点是需要依赖于电子计算机进行数据处理。

§5.3 紫外光谱分析[26~34]

前面已指出，高温等离子体的线辐射大部分在紫外光区，因此对于高温等离子体诊断来说，紫外光区的光谱分析是十分重要的。在这个谱区，所用的分析仪器主要由材料的透射和反射极限决定。在表 5.1.1 和图 5.1.4 中已经给出了一些适用于紫外区的棱镜材料及其色散特性，在图 4.4.1 中也给出了它们的透射率。最常用的是石英和氟化锂、氟化钙。石英棱镜可以应用于直到约 2000 Å 处，CaF_2 可以工作到 1250 Å 处，而 LiF 做为色散元件和透射材料的波长下限约为 1100 Å。但 LiF 受紫外线照射或电子轰击容易变色，而 CaF_2 比较稳定。因而尽管 CaF_2 的透射率比 LiF 差，还是宁可用 CaF_2 做色散元件。正如前述，棱镜光谱仪的最突出优点是没有光谱级的重迭问题。但由于受材料的透光率的限制，棱镜光谱仪在紫外区可分析的波长范围还是比较狭的，其工作光谱区的短波限只能达到 1200~1100 Å；而且它的象质差，线色散率和分辨率低，光学零件的加工困难。因而近代紫外区光谱仪基本上都是采用反射式光栅做色散元件。当波长大于 1000~2000 Å 时，平面或曲面光栅都可用。因为用平面光栅做成的摄谱仪或单色仪需要用凹面镜来聚焦；而由于在波长比较短时，材料的反射率比较低，为减少反射的损失，希望反射面的数目尽可能少。故当波长短于 1000 Å 时，基本上都只用凹面光栅。常用的反射层是铝、铂、金等的镀层。新鲜的真空镀铝层在波长 $\lambda>1025$ Å 时有很高的反射率，但是它暴露于空气中时，其表面形成的氧化层会使反射率迅速地下降。但在刚镀好的铝层上即时地再镀上一层氟化镁(MgF_2)或 LiF，可以防止氧化层的形成，从而可以保持有较高的反射率(如图 5.3.1 所示)。当 $\lambda<1000$ Å 时，铂层的反射率比较高，且其反射率随波长的减小而下降的趋势比较缓慢；例如，在 2000 Å 时，它的反射率约为 30%，而在 700 Å 时仍有 13%。此外也有实验指出，在这个波长范围内，钨层做反射材料可能更好。对于 $\lambda<500$ Å 的光谱区，所有已知材料的正入射的反射率都很小，通常都采用掠入射式的反射面。这时老化铝膜和玻璃的反射率显得特别优越；例如当入射角为 85° 时，玻璃在 $\lambda=400$ Å 处的反射率可达 77%，而老化铝膜在 $\lambda<1000$ Å 以下的掠射反射率都保持在 80% 左右。

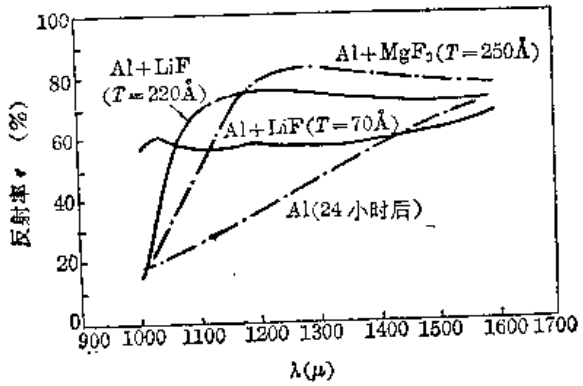


图 5.3.1 铝反射面加覆盖层的效应
括号中 T 值代表覆盖层厚度

在远紫外的长波区(1200~2000 Å)，常用的光谱仪主要是小角度入射式凹面光栅光谱仪和 Seya-Namioka 式单色仪。小角度入射式凹面光栅光谱仪，由于入射角较小，其线色散率

近似为线性的，这对波长的标定很方便；而且其象差较小，其所记录的线谱质量好。Seya-Namioka 结构形式的单色仪(如图 5.3.2 所示)保持入射狭缝和出射狭缝不动，而仅使光栅绕光栅中心转动，就能进行光谱扫描；而且当入射狭缝和出射狭缝在光栅中心处的夹角为 70°15′ 时，转动光栅能扫过较宽的光谱范围，而且其分辨率和聚焦精度都较高，其缺点是象散较大。

在 500 Å 以下的短波区，光谱仪只能采用掠入射式凹面光栅光谱仪，图 5.3.3 是这类光谱仪的示意图。掠入角为

$$\phi = 90° - \beta。$$

当入射角 β 大于全反射的临界角时(即 ϕ 甚小时)，就可以得到全反射。当掠入角为 ϕ 时，用反射可观测的最短波长为

$$\lambda_{\min} = \frac{2\pi c}{e}\left(\frac{\epsilon m_e}{N_e}\right)^{1/2} \sin\phi, \tag{5.3.1}$$

式中 c 为光速，e 和 m_e 为电子电荷和质量，N_e 和 ϵ 分别为反射物质中的电子密度和介电常数。对于大多数反射物质，当 ϕ 较小时，上式可近似地表示为

$$\lambda_{\min} \approx 6.7\phi, \tag{5.3.2}$$

式中 λ 以 Å 为单位，ϕ 以度为单位。实际上，在真空紫外和软 X 射线区，由于反射表面对入射光有强烈的吸收，即使入射角满足全反射条件，反射率也不能达到 100%。表 5.3.1 给出了几种反射面在不同的掠入角和不同波长时的反射率。由表也可看到，掠入式光栅可以一直用到软 X 射线区。当波长小于 10 Å 时，掠入式光栅就难以应用了。

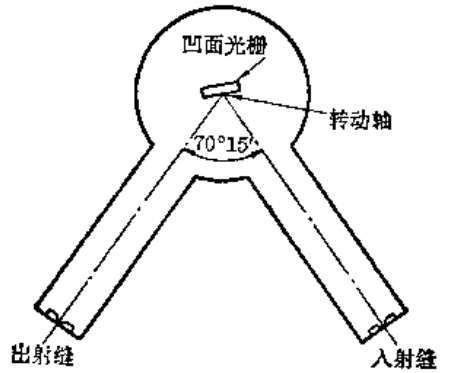


图 5.3.2 Seya-Namioka 结构形式单色仪

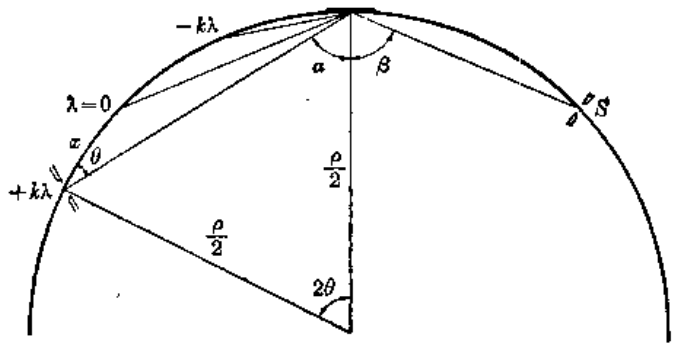


图 5.3.3 掠入式凹面光栅光谱仪示意图

表 5.3.1 几种反射面在掠入射时的反射率(%)

波长 (Å)	ϕ	Be	Al	Ti	Ge	Ag	Au	聚乙烯	C
113	2°	60	72	92	78	96	90	97	89
	5°	23	44	79	49	86	79	91	83
	10°	2	16	58	18	71	62	43	58
67	2°	76	78	92	70	89	83	97	91
	5°	34	48	74	40	74	57	80	81
	10°	2	9	17	9	31	15	—	3
44	2°	71.5	78	87	70	80	63	50	68
	5°	21.5	40	53	34	44	26	—	1
	10°	—	1	—	2	—	2	—	—
31.4	2°	64	78	77	67	36	58	55	58
	5°	0.5	14	2	21	2	20	1	5
23.6	2°	64	73	44	66	38	55	60	59
	5°	—	1	1	5	4	13	—	1

从普遍的光栅方程(5.1.15′),可得掠入式光栅获得强度主极大的条件为

$$\sin\beta-\sin\alpha=\frac{k\lambda}{d}。\tag{5.3.3}$$

当 $\alpha=\beta$ 时,为零级衍射,它在焦面上的象即为图中 $\lambda=0$ 的点。由图的几何关系可得,在焦面上到 $\lambda=0$ 点的距离为 x 处的象所对应的反射角为

$$\alpha\simeq\beta-\frac{x}{\rho},\tag{5.3.4}$$

式中 ρ 为光栅曲率半径,即罗兰圆直径。因此,由(5.3.3)和(5.3.4)式可求得角色散率 D_α 和倒数线色散率 L 分别为

$$D_\alpha=\frac{d\alpha}{d\lambda}=\frac{k}{d}\cdot\frac{1}{\cos\alpha},\tag{5.3.5}$$

$$L=\frac{d\lambda}{dx}=\frac{d}{k\rho}\frac{1}{\cos\alpha}。\tag{5.3.6}$$

在掠入式光栅中,α 近于 90°,这时角色散率随 α 有大的变化。

由(5.1.23)式知,光栅的理论分辨率为

$$R=Nk,$$

式中 N 为光栅总刻槽数。不过,在掠入式凹面光栅中,由于球面象差的缘故,分辨率要比理论分辨率低得多;并且不是随着光栅宽度的增大而线性增大,而是存在着一个对分辨率而言是最佳的宽度 w_{opt}:

$$w_{opt}=2.36\left(\frac{4\lambda\rho^3}{\pi}\frac{\cos\alpha\cos\beta}{(1-\cos\alpha\cos\beta)(\cos\alpha+\cos\beta)}\right),\tag{5.3.7}$$

式中 ρ 的单位为 cm, λ 单位为 Å。这时,它对应的最佳分辨率为

$$R_{opt}=0.92\,Nk=0.92\frac{w_{opt}}{d}k。\tag{5.3.8}$$

若 $w>w_{opt}$,则分辨率反而会下降,最后将趋近于极限值

$$R=0.75\frac{w_{opt}}{d}k。\tag{5.3.9}$$

举例来说,一个一米光栅($\rho=100\,\mathrm{cm}$),若 $\frac{k}{d}=6000\,\mathrm{cm}^{-1}$, $\lambda=20$ Å, α、β 近于 88°,则由(5.3.8)和(5.3.9)式求得的最佳宽度和相应的分辨率分别为 $w_{opt}=0.63\,\mathrm{cm}$, $R_{opt}=3478$;它可以分辨的最小波长间距为 0.006 Å。这个波长间距在焦平面上的分散长度为

$$\Delta x=\frac{\Delta\lambda_{opt}}{L}=\frac{\lambda}{LR_{opt}}=\frac{\lambda\rho}{0.92\,w_{opt}\cos\alpha};\tag{5.3.10}$$

Δx 在光线的垂直面上的投影长度为

$$\Delta x'=\Delta x\cos\alpha=\frac{\lambda\rho}{0.92\,w_{opt}}。\tag{5.3.10'}$$

代入上例的数值,得 $\Delta x'\simeq0.34\,\mu\mathrm{m}$。这说明了在上例情况下,要达到最佳的分辨率,入射和出射狭缝的宽度要小于 $0.34\,\mu\mathrm{m}$。事实上,为了得到较大的光强,光栅宽度要大于 w_{opt},狭缝宽度也很少小于 $1\,\mu\mathrm{m}$,故实际的分辨率要小于最佳分辨率的数值。

掠入式光栅的象散比较大。由象散的普遍公式

$$l=h\left(\sin^2\beta+\sin^2\beta\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right),\tag{5.3.11}$$

在 $\sin\beta\simeq\sin\alpha\simeq1$ 的情况下，可近似地得到

$$l\simeq h\frac{r+r'}{r}, \tag{5.3.11'}$$

式中 h 是光栅划槽的长度，r 是入射狭缝至光栅的距离，r' 是焦点或出射狭缝与光栅的距离，l 是入射狭缝上一点对应的成象长度。由此可知，若 $r'>r$，则 $l>2h$，可见象散是严重的。

由于空气中的氧能强烈吸收 1950 Å 以下的紫外辐射，所以远紫外光谱仪的整个光路应当抽真空或充以对远紫外辐射吸收较弱的气体(如氮等)。因此这一段光谱区被称为真空紫外区。高温等离子体中原子的特征谱线密集在真空紫外区，所以掠入式光栅光谱仪成为一种重要的诊断工具，一直到软 X 区才逐渐为晶体光谱仪所取代。

§5.4 X射线谱分析[35~65]

随着光子能量的增大，光的量子效应逐渐显著。因而在 X 射线区，光谱分析方法除了可利用光的波动性进行分光之外，还可利用光的粒子性，测量每个光子的能量而进行能谱分析。前述的光栅光谱仪和下面即将介绍的晶体谱仪都是属于利用光的波动性进行分光的仪器。掠入射式光栅光谱仪可测的最短波长约 10 Å；对于波长在 10 Å 以下的 X 射线，就必须采用晶体光谱仪进行分光了。至于可用于光子的能谱分析的探测器有闪烁探测器、气体正比计数器和半导体探测器，它们各自和有关的电子仪器一起组成各种 X 射线能谱仪。这两种分析方法各有其优缺点，互相补充，在高温等离子体诊断中均得到了广泛的应用。

§5.4.1 X射线晶体谱仪[35~38]

在 X 光区，可以利用晶体中的原子点阵来代替光栅，进行光谱分析。晶体中的原子组成各种形式有规则排列的空间点阵，它们常常可以分解成一些等间距的平行平面，如图 5.4.1 所示。平行线 ①①′、②②′、③③′ 等分别代表垂直于纸面的诸平面，常称它们为晶面。若有一束平行的相干光束(O_1、O_2、O_3、…)沿着与晶面的夹角为 α 的方向入射，当它射到晶面上时，就会使晶体原子内的电子产生受迫振动而成为次级波的振源，它们向各个方向发出与入射波同频率的次级波，这就是相干散射过程。在大多数方向上，散射波是不同相的，因而其强度互相抵消。然而在某些方向上，散射波是同相的，它们是互相加强的，这样的一组在一定方向上互相加强的散射波束就构成强的反射 X 射线束。产生强反射的条件是：(1)反射束处于满足反射定律的方向上；(2)在反射方向上各原子发出散射波是同相的，也就是说从相邻的晶面上发出的在反射方向上的散射束的光程相差等于波长的整数倍。由图 5.4.1 的几何关系不难求出这个光程差为

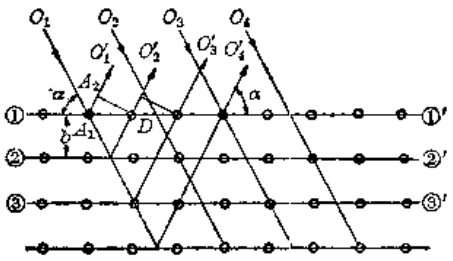


图 5.4.1 晶格反射的几何关系

$$\Delta l=\overline{A_1B}+\overline{BD}-\overline{A_1A_2}=\frac{2b}{\sin\alpha}-2b\operatorname{ctg}\alpha\cos\alpha=2b\sin\alpha, \tag{5.4.1}$$

故产生衍射的条件为

$$2b\sin\alpha=k\lambda,\quad k=1,\ 2,\ 3,\ \cdots。 \tag{5.4.2}$$

这就是著名的布喇格条件，式中 b 为晶面的间距。上式与正入射的光栅公式相似，$2b$ 相当于光栅常数，故常称其为晶格常数。要注意到，X 射线在晶体中的反射只有在同时满足反

表 5.4.1 常用晶体和多层薄膜参数

材 料	晶面	晶格常数 (Å)	适用波长范围 (Å)	反射率	分辨率	次级辐射	其 它
LiF(422)	(422)	1.652	0.144～1.58	高	高	—	适于分析高Z元素的 K 线
氟硅酸盐 Topaz(303)	(303)	2.712	0.236～2.59	中等	很高	F、Al、Si K 线	衍射强度: 0.25～0.5×LiF(220), 适于分析 VK-NiK 和镧系元素 L 线
蓝宝石, COR(030)	(0330)	2.748	0.240～2.622	--	很高	Al K 线	在分辨率相同时, 衍射强度比 Topaz(303)、QTZ(203)大 1～3 倍
α-石英, QTZ(203)	(2023)	2.749	0.240～2.62	低	很高	Si K 线	用处与 Topaz(303)同, 与Topaz (303)相比, 分辨率高些, 强度低些
LiF(220)	(220)	2.848	0.248～2.72	高	很高	F K 线	衍射强度: 0.4～0.8×LiF(200); 2～4×Top az(303);
Ge(220)	(220)	4.00	0.349～3.82	—	--	Ge K、L 线	
LiF(200)	(200)	4.027	0.351～3.84	很高	很高	F K 线	是用于分析 KK 线到 LrL 线的最好的晶体
Al(200)	(200)	4.048	0.353～3.86	高	—	Al K 线	可弯曲, 特别是双弯曲晶体
Al(111)	(111)	4.676	0.408～4.46	很高	--	Al K 线	同上
NaCl	(200)	5.641	0.492～5.38	很高	高	Na、Cl K 线	和 LiF(200)一样, 是用于分析 SK_α-LrL 线的好晶体,
$CaCO_3$	(20$\bar{2}$0)	6.071	0.529～5.70	中等	很高	Ca K 线	可用于精确地测量波长, 晶体可十分完好, 得到尖锐的线谱
Si(111)	(111)	6.271	0.547～5.98	高	—	Si K 线	非常坚固和稳定
Ge(111)	(111)	6.532	0.570～6.23	高	很高	Ge K 线	同上
α-石英, QTZ(101)	(10$\bar{1}$1)	6.687	0.583～6.38	高	很高	Si K 线	用于分析 PK_α～KK_α 线时强度大于 EDDT, 但小于 PET
石墨, C	(0002)	6.708	0.585～6.40	—	—	C K 线	在所有晶体中, 衍射强度最强[3×LiF(200), 7×PET], 但分辨率较差
ADP(200) $NH_4H_2PO_4$	(200)	7.50	0.654～7.16	—	—	P K 线	衍射强度比 EDDT 大
α 石英, QTZ(100)	(10$\bar{1}$0)	8.52	0.742～8.12	中等	很高	Si K 线	用处与 EDDT、PET 同; 分辨率较高, 衍射强度较弱
PET, $C(CH_2OH)_4$	(002)	8.742	0.762～8.34	高	很低	—	用于分析 Al～Sc K_α 线比较好, 本底小, 晶体较软, 必须装在刚性支架里, 处理要小心; 易潮解, 不用时要放在干燥器内
EDDT	(020)	8.808	0.768～8.40	中等	低	无	本底小; 适于分析 Al～Sc K_α 线; 强度比 PET 弱, 热膨胀系数比 PET 小; 坚固而稳定
石膏, GYP(020)	(020)	15.185	1.32～14.49	中等	—	S、Ca K 线	适于分析 Mg～Cl K 线; 本底比 EDDT、PET 大
绿柱玉	(10$\bar{1}$0)	15.954	1.391～15.22	—	—	Al、Si K 线	难以得到大块晶体(2.5×3.5cm²); 各个晶体的 $2d$ 有点不同
云母, MICA(002)	(002)	19.84	1.73～18.93	低	—	Al、Si、K K 线	适用于可变半径弯晶谱仪, 特别适于电子探针微分析用
THP(TAP)	(10$\bar{1}$0)	25.9	2.26～24.7	高	—	Tl L、M 线	用处与 RHP、KHP 同, 衍射强度: 2×RHP
RHP(RAP)	(10$\bar{1}$0)	26.12	2.28～24.92	高	--	Rb K、L 线	与 KHP 同, 可替换 KHP; 分辨率与 KHP 同, 峰/本底比 KHP 大
KHP(KAP)	(10$\bar{1}$0)	26.632	2.32～25.41	中等	--	K K 线	适于分析低 Z 元素; 晶体的 KK_α 线会产生较强的本底
OHM		63.5	5.54～60.56	—	—	C、O K 线	适于超长波长区(到 CK_α 线)
OTO		～84	7.32～80.1	高	—	C、O K 线	适于超长波长区(到 BK_α 线); 结晶性十分好
OAO		～94	8.20～89.7	很高	—	C、O K 线	同上

射定律和布喇格条件才能产生, 而在其它方向和其它波长上没有反射光。若用连续光入射, 只要旋转晶体以连续改变入射角, 就可以在不同的反射角方向上得到不同波长的单色光, 这就是利用晶体衍射进行 X 射线分光的基本原理。

由(5.4.2)式可见，晶体谱仪能够分析的长波限就等于晶格常数 $2b$，因此被分析的波长越长，要求所用的晶体的晶格常数越大。但是，实际上角 α 不可能达到 90°。因为，当 α 较大时，衍射峰宽度增大，峰强度减弱。因此，晶体的最大的 α 最好不大于 70°；另一方面，晶体的最小的 α 也不能无限小。因为，α 较小时，本底比较大，而且分辨率也低(见下述)。因此，最小的 α 最好不小于 5°。由此可见，一种晶体的晶面实际能够分析波长范围约为一个数量级。因而，在使用晶体谱仪时，应根据所要分析的波长范围选择合适的晶体。表 5.4.1 列出了几种常用晶体的晶面、晶格常数、可分析的波长范围及其它特性等，以供选择晶体时参考。

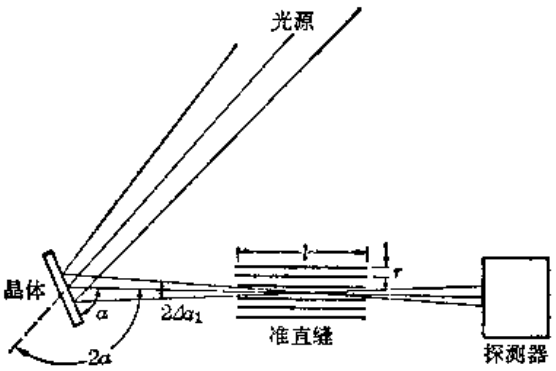


图 5.4.2 反射式平晶单色仪的基本结构

X 射线晶体谱仪可分为平晶谱仪和弯晶谱仪两大类。平晶谱仪基本上都做成单色仪，图 5.4.2 为这种单色仪的基本结构形式。由 X 射线源发出的发散的 X 射线束，射向晶体，它被晶体衍射后经 Soller 型准直器而被探测器所接收。在这里，准直器的作用是拦截发散的 X 射线，仅使其中平行于准直缝的 X 射线才能通过准直器，从而使探测器只接收满足布喇格条件的单色光。Soller 准直器是由一系列平行的金属薄片(也可用金属化的塑料薄膜)所组成。它可以放在源和晶体之间，也可放在晶体和探测器之间。但一般是放在晶体和探测器之间，以使探测器不能接收来自晶体本身的次级辐射和假的反射信号。转动晶体和探测器，可以测量不同波长的 X 光。不过，为了满足反射定律，当晶体绕轴转过 α 角时，探测器和准直器应当相应地转动 2α 角。

将布喇格条件(5.4.2)式微分，即可求出晶体谱仪的角色散率为

$$D_\alpha=\frac{d\alpha}{d\lambda}=\frac{k}{2b\cos\alpha}。\tag{5.4.3}$$

面由(5.4.3)和(5.4.2)式，可求得分辨率为

$$R=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}=\frac{\mathrm{tg}\,\alpha}{\Delta\alpha},\tag{5.4.4}$$

式中 $\Delta\alpha$ 是衍射峰强度角分布的半高宽度，亦称为角分散。角分散 $\Delta\alpha$ 由几种因素决定：首先，理想的晶体衍射会产生固有的衍射强度分布，它是高斯型分布，它所产生的角分散 $\Delta\alpha_L$ 是由晶体的特性决定的；其次，是准直器所产生的角分散 $\Delta\alpha_S$，若准直器薄片的长度为 l、间距为 r，则由它所产生的角分散为

$$\Delta\alpha_S=\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{r}{l}\right)\simeq\frac{r}{l}\quad(\text{当}\ \frac{r}{l}\ll1\ \text{时});\tag{5.4.5}$$

此外，还有晶体的缺陷等所产生的附加的角分散。

但实际上即使用比较差的晶体，晶体本身所引起的衍射强度分布基本上对总的角分散 $\Delta\alpha$ 没有什么影响，因而晶体-准直器系统中的角分散主要是由准直器的 $\Delta\alpha_S$ 决定的。这样，若用细的准直器，平晶谱仪的分辨率可很高。例如 $\frac{r}{l}=0.001$，在 $\alpha=30°$ 时，可分辨的最小波长间隔为 $\Delta\lambda\simeq6\times10^{-4}\lambda$。如果 $\frac{r}{l}$ 再进一步减小，则其它因素引起的角分散可与 $\Delta\alpha_S$ 相比

较，这时分辨率也不能再提高了。由(5.4.4)式可以看到，分辨率是随α角的增大而提高的。而由布喇格条件$2b\sin\alpha=k\lambda$可知，对于给定的衍射级和波长，晶格常数越小，角α越大，则分辨率就越高，因而在选择晶体时，若条件允许的话，应尽可能选用$2b$小的晶体，只要能保证所选晶体在$2\alpha\approx10\sim15°$范围内能测量最短波长就可以了。

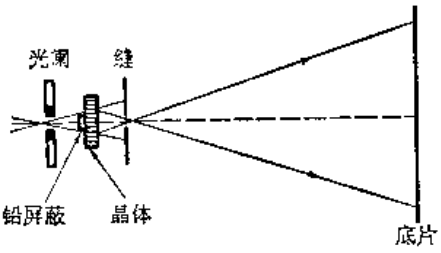


图 5.4.3 透射式平晶谱仪

除了上述反射式的平晶谱仪外，还可采用透射式的平晶谱仪。在透射式平晶谱仪中，晶体的衍射面垂直于晶体表面(如图 5.4.3 所示)。为了避免衍射的 X 射线被晶体吸收，晶体必须很薄(通常 <0.025cm)。这种结构用于短波长 X 射线分析比较有利，这时晶体可做得稍厚点。

平晶谱仪还可用多块晶体构成，图 5.4.4 是几种不同组合的双晶体谱仪，其中图 a、b 为反射式，图 c、d 为透射式。与单平晶谱仪相比，双平晶谱仪有较高的分辨率($\sim10\times$)、较低的本底$\left(\sim\frac{1}{15}\times\right)$，但其强度要减弱些$\left(\sim\frac{1}{3}\times\right)$。双平晶谱仪主要用于要求高分辨率测量的场合，如波长的精确测量，分辨谱线的干涉和研究波长的位移等。

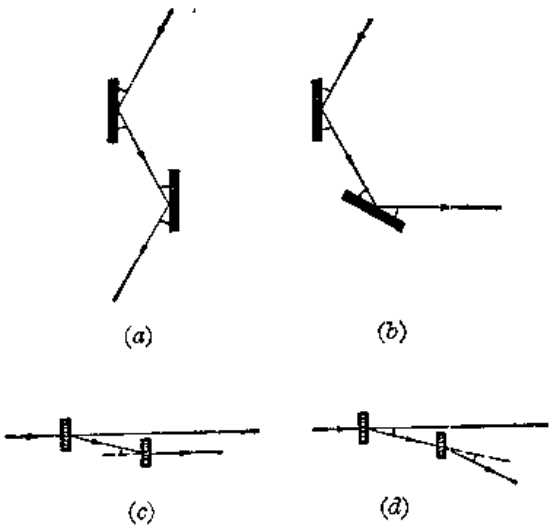


图 5.4.4 双晶体谱仪

平晶谱仪有一个突出的缺点，这就是由于它没有会聚衍射光的作用，使它不能有效地利用光源所发出的全部有用的光强。为克服平晶谱仪的这一缺点，已发展了弯晶谱仪。弯晶能使以布喇格角射入晶体的单能光束，经过反射后会聚起来。因此，它不需要准直器，衍射光强可比平晶强很多。图 5.4.5 是弯晶谱仪的一种结构形式(亦称为 Johann 结构)，平晶被弯曲成曲率半径为 ρ 的柱面，它的圆弧在中心点与半径为 $\frac{\rho}{2}$ 的圆相切，该圆称为聚焦圆，也就是罗兰圆。位于圆上的点光源发出的波长满足布喇格条件的光，经晶体衍射后将会聚在圆周的对称点上。因而若扩展面光源位于圆上，则在象处的圆周上的不同点，将得到不同波长的单色光。这种结构的弯晶谱仪只有在入射角 $\alpha\simeq90°$ 时才有最佳的聚焦，而在 α 较小时，其聚焦作用较差，所得到的衍射峰不甚尖锐。这类结构的弯晶体谱仪对于表面难以研磨的晶体很适用。另一种弯晶谱仪结构形式，就是所谓 Jahansson 结构形式，它实质上是与 Johann 结构形式相同的，只是为了满足完全聚焦的条件，把弯曲成曲率半径为 ρ 的柱面式的晶体的内表面，再研磨成为曲率半径为 $\rho/2$ 的表面。这种结构的弯晶谱仪的聚焦性能比 Johann 结构的聚焦性能好，因而获得了广泛的应用。但它对不可研磨的晶体不适用。此外，弯晶谱仪也有透射式结构，以及其它

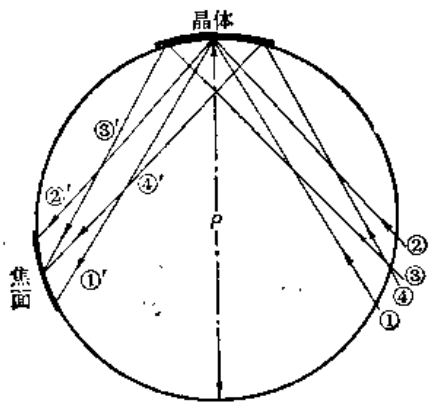


图 5.4.5 Johann 结构弯晶谱仪

形式弯晶(如双弯曲晶体、球面弯曲晶体、对数弯曲晶体等),这里就不一一介绍了。

由上述可见,晶体谱仪必须配有具备空间分辨能力的探测器。除了照相底片外,近来还发展了几种具有空间分辨能力的光电探测器,如多丝正比室、微通道板(多通道电子倍增板),电荷耦合二极管阵列等,它们的输出可以用电子学方法采集和存储,并可送入电子计算机进行处理。

§5.4.2 光子能量分析

当光子能量达到 keV 量级以后,光的量子效应愈加显著,利用光子探测器进行光子的能量分析的方法逐渐被广泛采用。当光子能量大于几十 keV 以后,即进入硬 X 射线和 γ 射线区以后,就几乎全部采用光子能量分析方法了。作为光子能量分析用的探测器有三种:闪烁探测器、气体正比计数器和半导体探测器。它们分析光子能量都是利用光子与探测器介质相互作用(在低能 X 射线能量范围内主要是光电效应)而产生的次级电子的激发发光或电离效应。光子在与物质相互作用过程中将其能量全部转变为次级电子的动能,如果这种次级电子的射程全在探测器的灵敏区内,则它所具有的能量将完全消耗于介质原子或分子的激发发光或电离。在这个过程中形成的光子数或电离数与入射光子的能量成正比。这些次级光子或电离粒子在不同的探测器内,又经过一些过程(例如,在正比计数器中经过电离放大过程,在闪烁探测器中经过光电转换及电子倍增过程等),最后便形成一个电脉冲的输出。由于这些形成电脉冲的过程与初始电离或激发发光数目无关,故它们输出的电脉冲幅度仍与入射的光子能量成正比。因而可以根据这些探测器输出的电脉冲幅度来测定光子的能量。正因为这样,这种光子能量分析方法有时也称为脉高分析法,要用电子学的脉冲幅度分析仪器来分析和记录。由于它们对光子逐个分析,分辨时间有限,难以应用于快速等离子体装置上。

由于从光子产生电离粒子对或通过激发光子产生的光电子数目的转换是一个统计过程,因而这些探测器分析光子能量所能达到的极限能量分辨率,主要取决于它所收集的电离粒子对或光电子的数目的统计涨落。根据统计理论,它们的统计偏差为 $\sqrt{\overline{(N-\bar{N})^2}}=\sqrt{\bar{N}}$。但是,严格说来,电离和激发过程并不是一个纯粹的统计过程,所以它所产生的电离数目 N 的统计偏差 ΔN 并不等于 $\sqrt{\bar{N}}$,而是等于

$$\Delta N=\sqrt{FN}\text{。} \tag{5.4.6}$$

因子 F 称为法诺因子,它与吸收介质的性质及电离或激发过程的机理有关。对于气体电离探测器和半导体探测器,F 是个小于 1 的值。若入射光子的能量为 E,而每形成一对电离粒子或光电子所平均消耗的能量为 ε,则所产生的平均电离粒子对(或光电子)数目为

$$\bar{N}=\frac{E}{\varepsilon}; \tag{5.4.7}$$

故其统计偏差为

$$\Delta N=\sqrt{FE/\varepsilon}\text{。} \tag{5.4.6'}$$

由于这个统计涨落,使单能光子所产生的电脉冲幅度会有一定的分布。若用脉冲幅度的半高宽 ΔE 表示探测器的能量分辨率,则其相对分辨率为

$$\frac{\Delta E}{E}=2.355\frac{\Delta N}{\bar{N}}=2.355\sqrt{\frac{\varepsilon F}{E}}\text{。} \tag{5.4.8}$$

在半导体探测器中，每产生一次电离平均消耗的能量为3～5eV；而在正比计数器中，$\varepsilon\simeq$30eV，在闪烁探测器中 $\varepsilon\simeq$300eV。由此可见，三种探测器中，半导体探测器的能量分辨率最好，正比计数器次之，闪烁探测器最差。

这三种探测器的一般工作原理前一章已介绍了，这里我们将着重讨论它们用于能量分析时的有关问题，特别是半导体探测器在软X射线分析中得到广泛的应用，它是高温等离子体诊断的重要工具之一，我们将比较仔细地加以讨论。

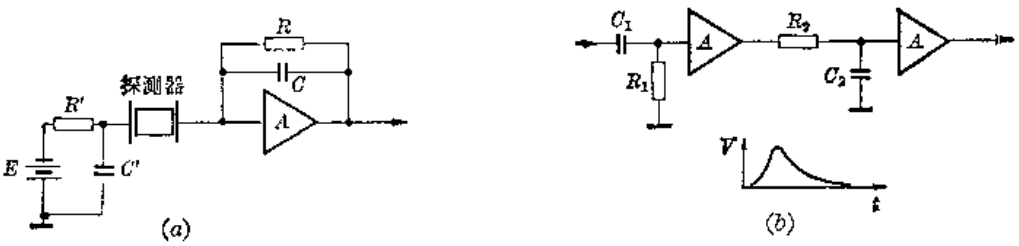


图 5.4.6

(a) 半导体探测器偏置电路及其前置放大器；(b) *CR-EC* 成形电路

半导体探测器[39~49] 用于软X射线能谱测量的半导体探测器大多数是锂漂移硅探测器，它的供电电路如图5.4.6*a*所示，偏压电源 E(电压约 -1000 V)通过 $R'C'$ 滤波后，加到探测器的一个电极上；探测器的另一电极直接接到前置放大器的输入端(其电位接近于地电位)，从而将信号脉冲送到前置放大器上。在高分辨X射线能谱测量中，半导体探测器用的前置放大器通常是采用电荷灵敏放大器，这是因为半导体探测器的结电容随工作电压和温度而变化，若用电压灵敏前置放大器，就会使探测器的输出电压脉冲幅度随工作电压和温度变化，从而影响能量分析的精度。图5.4.6*a*所示的前置放大器就是这类放大器的一种形式，它实际上就是一个电容负反馈的积分器。反馈电容 C 的数值一般很小(约零点几pF)，但由于密勒效应，对于前置放大器的输入端而言，其数值相当于 $(1+A_V)C$(其中 A_V 为放大器的开环电压放大倍数)，它可以比探测器的结电容和放大器输入端的分布电容等大很多，从而后两者的影响可以忽略不计。这样，探测器的输出电荷 Q 将全部积累到反馈电容 C 上，使放大器的输出电位产生数值为 Q/C 的变化。图中的反馈电阻 R 是用来泄放 C 上的电荷，并用来形成直流负反馈，以保证高增益的直流放大器工作点稳定。为了尽量减小反馈电阻的热噪声，R 必须是很大的数值(一般约为 $10^9\,\Omega$ 量级)。这样，从前置放大器所得到的输出脉冲波形近似锯齿波，它有着十分陡的前沿和衰减十分慢的后沿。为了便于进一步对各个光子所产生的电脉冲幅度进行时间分辨和能量分辨的分析，前置放大器的输出脉冲在随后的主放大器中还必须进一步成形和放大。一般主放大器所用的成形电路是 *CR-RC*(微分-积分)电路，如图5.4.6*b*中的 C_1R_1 和 C_2R_2 所示，它们分别限制了电路通频带的下限和上限，从而衰减电路附加的低频和高频噪声。其输出脉冲的前沿主要由 *RC* 积分电路决定，而脉冲的后沿主要由 *CR* 微分电路决定。当它们的时间常数接近相等时，电路有着最佳的信噪比。在这种情况下的输出脉冲波形如图5.4.6*b*下方所示的波形。此外，为了适应高计数率工作的要求，并保证脉冲幅度不受畸变，在主放大器中及其后电路中还附加了基线恢复器、过载恢复电路及反堆积电路等。这些问题在有关的"核电子学"的书中都有专门介绍，由于它已超出本书的范围，这里不再介绍了。

现在讨论一下半导体探测器X射线能谱仪的能量分辨问题。在光子能量分析系统中，

常用单能光子所产生的电脉冲幅度分布的半高宽 ΔE 或其相对宽度 $\frac{\Delta E}{E}$，表征该系统的能量分辨能力。前已讲到，由于 X 射线能量在半导体探测器中变换成自由载流子的过程中所包含的统计涨落，使单能光子所产生的电脉冲幅度有一定的分布，由(5.4.8)式可求出其半宽度为

$$(\Delta E)_g = 2.355\sqrt{\varepsilon F E}\,, \tag{5.4.9}$$

这是系统所能达到的能量分辨率的极限。除此之外，还有探测器本身(主要是漏电流和探测器电容)和放大电路以及其它电子线路的噪声所产生的分布宽度，我们在这里统称其为电子学噪声所贡献的分布宽度，记为 $(\Delta E)_n$。由于统计涨落和噪声对脉冲幅度分布的贡献是彼此独立的，故系统总的能量分辨率为

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E)_n^2 + (2.355\sqrt{\varepsilon F E})^2}\,。 \tag{5.4.10}$$

由此可以看到，当噪声对分辨率贡献为零时，则系统的分辨率就完全由统计涨落决定，称为探测器的本征分辨率。在液氮温度(77K)下，硅的 ε 值为 3.76eV，而锗是 2.96eV。因此锗半导体探测器的本征分辨率要比硅探测器稍好一些。

至于探测器的噪声对系统的能量分辨率的影响，主要是探测器的漏电流和探测器电容的影响。这与探测器的质量很有关系，要得到低噪声的半导体探测器，对于所选用的单晶材料和加工工艺都有严格的要求。此外，还要求探测器在低温下工作一般冷却到液氮温度(77K 或稍高一些的温度)，以使材料中热激发的载流子产生的电噪声减到最小；而且，为了避免大气环境对探测器表面的污染致使漏电流增加，通常也要求工作和保存于真空状态下。为了提高能量分辨率，也希望尽量减小探测器结电容，因而用于能量分析的 Si(Li)探测器面积不希望做得很大，而希望增大高电阻率的本征层厚度。同样也要求探测器保存在低温下，以使本征层的厚度保持稳定而避免因锂离子漂移析出致使本征层减薄，从而导致探测器噪声增大。

影响系统能量分辨率的另一个重要因素是放大器及其它电子学线路的噪声。在这里，特别是前置放大器中的第一个放大管的噪声对分辨率起着重要的影响，因而目前高分辨的 X 射线能谱仪都采用低噪声的场效应管做前置放大器第一级的放大管。而且由于场效应管的主要噪声源是热噪声，因此，通常将它及前置放大器的其它元件和探测器都放在同一致冷器中，使它们在液氮的温度下工作，从而减少其热噪声的影响。如果假定前置放大器的输出信号的通频带被其后的主放大器的 C_1R_1 微分和 R_2C_2 积分的滤波网络所限制，且它们的时间常数相等，即 $C_1R_1 = R_2C_2 = \tau$，则根据噪声理论分析，便可计算前置放大器噪声所产生的半高宽度为

$$(\Delta E)_n = \left\{1.09\times10^{17}\frac{T(\Sigma C)^2}{g_m\tau}\left[1+\frac{1}{3}\left(\frac{C_{gs}}{\Sigma C}\right)^2\right] + \left[9.10\times10^{30}(I_g+I_D)+1.56\times10^{17}\frac{T}{R}\right]\tau + 1.13\times10^{27}(\Sigma C)^2\right\}^{\frac{1}{2}}, \tag{5.4.11}$$

式中 R 为前置放大器的总输入电阻，它主要由反馈电阻决定；ΣC 是总输入电容，包括探测器电容、反馈电容和放大器输入电容；C_{gs} 为场效应管栅-源电容；g_m 为场效应管的跨导；T 为场效应管输入电阻的绝对温度；τ 为成形电路的时间常数；I_D、I_g 分别为探测器漏电流和场效应管的栅极漏电流。由此可见，为了减少噪声的影响，必须尽量减小探测器漏电流、

结电容以及场效应管的栅极电流和栅-源电容，选择跨导大的场效应管，增大放大器的总输入电阻(特别是反馈电阻)，并且降低场效应管和输入电阻的工作温度。至于成形电路的时间常数 τ，有一个最佳值，选用合适的 τ 值可使噪声的影响减小。

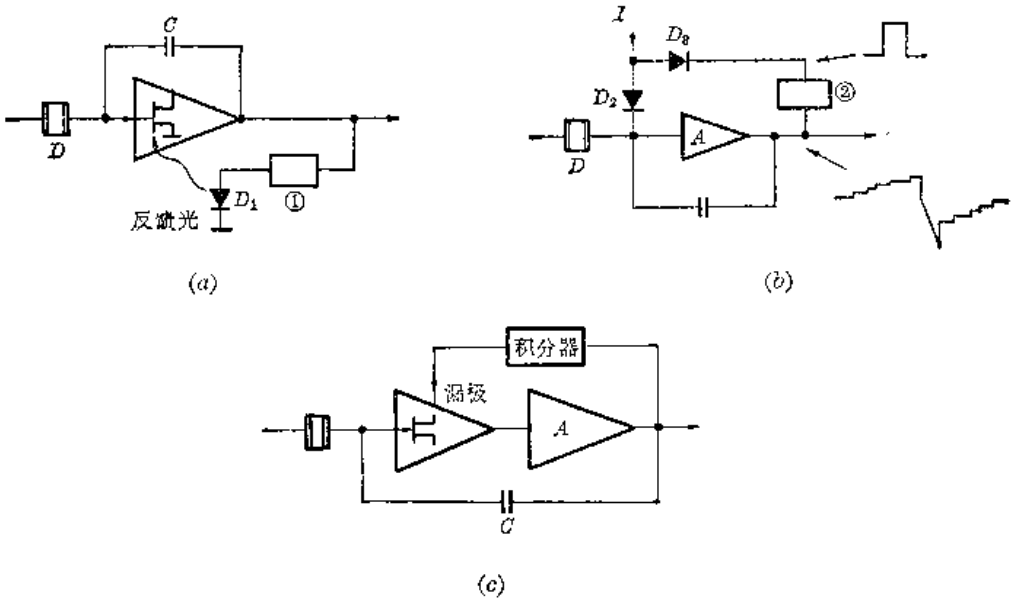


图 5.4.7 电荷灵敏放大器的几种反馈方式

(a) 直流光电反馈；(b)脉冲反馈；(c) 漏反馈

由上述可知，影响前置放大器噪声的因素是多方面的，而且是复杂的，但一旦选定了高跨导和低噪声的场效应管做放大管，并在低温条件下工作后，反馈电阻就可能成为影响进一步降低噪声的主要因素。由前述可知，为减小噪声，要求反馈电阻 R 尽可能大。目前的工艺水平，可用的高电阻值约为1000 MΩ 量级，但它的阻值是频率的函数，随频率增高而降低。在高频时，R 阻值的降低就会使前置放大器的噪声增大；此外，高值电阻的体积大，增加了前置放大器输入端对地的分布电容，它也会使噪声相应地增大。因此，从进一步降低前置放大器噪声着眼，应该设法去掉这个大的反馈电阻，但是还必须有其它方法来泄放反馈电容上的电荷，以维持直流工作点稳定。现已出现了各种新的反馈技术，以进一步降低前置放大器的噪声，图 5.4.7 为其中的三种反馈方法。图(a)是所谓的直流光电反馈方法，输出电平通过电路①馈送给发光二极管 D_1，D_1发出的光照射放大器中的光敏场效应管的栅极(或另外与栅极并联的光敏二极管)，使之漏电。因发光二极管的发光强度正比于输出电压，若栅-源极构成的光敏二极管的响应是线性的，则栅极的光电流可看成是正比于输出电压，故此电路可等效为一反馈电阻，其等效阻值可达 $10^8 \sim 10^{12}\,\Omega$，且频率响应好。图(b)是一种脉冲反馈形式，静态时二极管 D_3 的 n 极为低电平，电流 I 将全部流入 D_3，并使 D_2 反向偏置。因而电路将是纯粹的积分器，探测器的输出电荷将在 C 中积累起来，从而使放大器输出电平阶跃地递增。当输出电平达到一定的幅度时(或经过一定时间后)，电路②便产生一个正脉冲，使 D_3 截止，于是电流 I 将通过 D_2 流入电容 C 使其放电，从而使输出电平迅速恢复。当正脉冲结束后，电路又开始新的积分电荷的过程。在这个电路中，附加的噪声源是二极管 D_2 的反向漏电流。但一个好的硅二极管在液氮温度下工作时，其反向漏电流可很小($<10^{-13}$ A)，而且电容可小于 1 pF，因而其噪声也可比高阻反馈电路小。图(c)是一种漏反馈方法，它利用一个 n 沟道结型场效应管(*JFET*)做为输入级，其后跟着一个高增益的直流放大器。它的输出电

压通过一个积分器抑制高频成分后，加到输入级 *FET* 的漏极上。随着输入射线计数的增加，电荷灵敏回路及积分器的输出电压也随之增加，使加到 *FET* 漏极上的电压也增加。当其电压增大到一定值时，*FET* 沟道中开始发生雪崩增殖，使得产生的电子-空穴对增加，因而栅流增加，以泄放存储在反馈电容中的电荷。这种反馈方式中，输入部分很简单，除探测器和 *FET* 外，没有其它元件，杂散电容等造成的噪声就大大减小；并且工作可靠。利用这种反馈方法的低温前置放大器有很好的分辨率，其噪声半高宽度可小至 82 eV。图 5.4.8 给出了用 12 mm²×3 mm Si(Li)探测器及漏反馈前置放大器测得的 X 射线谱，它对 Al 的 K_α 线(1.49 keV)的总分辨率为 109 eV，它比电阻反馈前置放大器的分辨率有显著的改善。

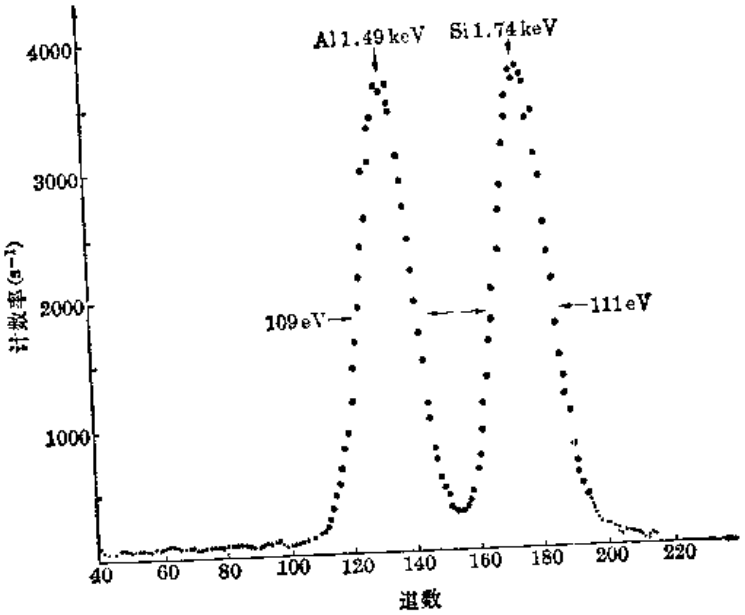


图 5.4.8 用 12 mm²×3 mm Si(Li)探测器、漏反馈前置放大器测得的 X 射线谱

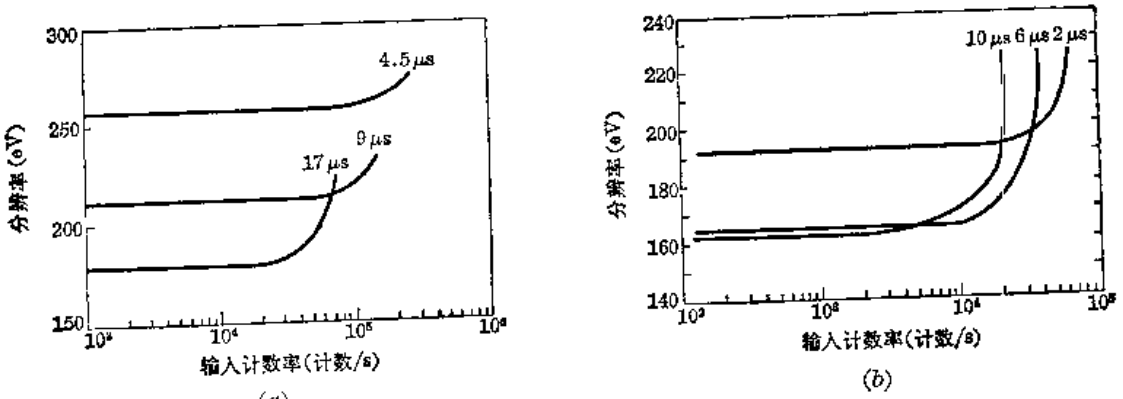


图 5.4.9 Si(Li)探测器的主放大器成形时间常数对能量分辨率和最高计数率的影响

(*a*) 漏反馈前置放大器； (*b*) 动态电荷反馈前置放大器

在高温等离子体诊断中，除了对半导体探测器 X 射线能量分析系统的能量分辨能力有一定要求外，还要求系统有较快的时间分辨能力，以便在等离子体存在的短促时间内，分析尽可能多的 X 射线光子数目，使所测得的 X 射线谱具有较好的统计精度。系统的时间分辨能力与主放大器成形网络的时间常数密切相关。半导体探测器对所产生的电离电荷的收集时间是很短的，如果成形时间常数越短，则时间分辨能力就越高，但系统的能量分辨能力变坏了。图 5.4.9 表示了在几种不同的成形时间常数下，计数率与能量分辨的关系曲线。从图可以明显地看出这种趋势：成形时间越短，允许的计数率就越高，但分辨能力也就相应地变差了。此外，时间分辨能力与前置放大器中所采用的反馈方式也有关，在高计数率应用时，前置放大器的性能要与此相适应。图 5.4.9 *b* 为动态电荷反馈的前置放大器所测得的

一组曲线，它在计数率较高时，仍可保持有较好的能量分辨能力，是目前最好的一种反馈方式。由上述分析可知，系统的能量分辨能力和时间分辨能力的要求是互相矛盾的。因此，在应用时，必须根据诊断内容，对系统的有关参数作合理选择。例如，当利用半导体探测器测量等离子体的连续软 X 射线谱时，能量分辨率的要求就可降低，而尽可能选用时间分辨能力好、能在高计数率下工作的系统；而当用来测量等离子体中杂质的线谱时，就必须要求好的能量分辨率了。

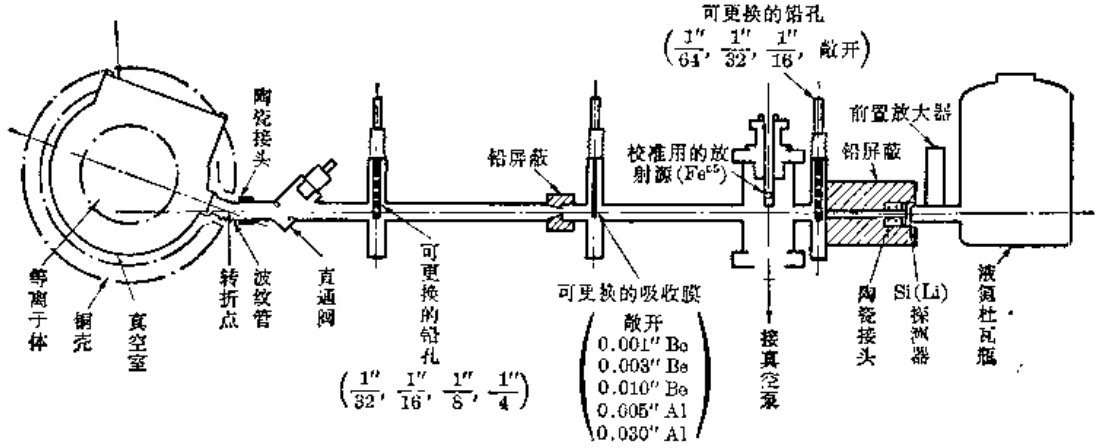


图 5.4.10 ST 托卡马克上用的软 X 射线谱仪探头结构示意图

图 5.4.10 是美国 ST 托卡马克装置上用的一个软 X 射线谱仪探头部分的结构示意图，它用一个液氮杜瓦瓶作冷源，并在瓶的底部焊一根铜棒，将冷源温度传至装在棒端的半导体探测器和前置放大器的场效应管上，使它们冷却。为了减少传热并避免水汽凝结，它们应当整个放在真空容器中，并用分子筛泵维持容器内的真空度。探测器和场效应管应当用导热性能好的电绝缘材料(如氮化硼等)加以支撑。为了避免空气对软 X 射线的吸收，探测器是通过带有直通阀的准直管与真空系统相连接的。中间有两组可更换孔径的铅片，以调节计数率使其达到合适的数值；孔是做成锥形的，以减少荧光本底。此外，还有一组不同厚度的 Be、Al 膜作滤光膜，可以滤掉谱的低能部分。准直管与装置的连接处有一段波纹管过渡，使探测器可以对准不同的弦线进行空间分辨测量。在第三章中，图 3.4.5 就是利用这个系统在 ST 托卡马克上测得的一个 X 射线谱。

正比计数管[36,50~52] 正比计数管中所充的探测气体是惰性气体，如氩、氪、氙等。它们主要用来吸收入射的 X 射线光子能量，产生电离脉冲。因此，这些探测气体要有足够高的吸收系数，以便在探测器的有效体积内完全吸收入射的 X 射线光子能量。所以，被测的 X 射线波长越短，所用探测气体的原子序数就要求越大，或者是探测气体的有效行程和原子数密度就必须越大。入射的 X 射线光子在正比计数管中可能发生以下的五种过程：(1)入射 X 射线光子可能直接穿过计数管而不被气体吸收，这时计数管不产生输出脉冲；(2)入射的 X 射线光子被气体原子的外层电子光电吸收，产生光电子，光电子在气体中消耗它从入射光子那里得到的全部动能而产生电离粒子对。由于外层电子的电离位能很小，光子能量几乎全部转变为光电子的动能，因而其输出脉冲幅度与入射光子能量成正比；(3)当入射光子能量较大时，入射光子有可能被气体原子的内层电子光电吸收(即内层电子被电离)，它所产生的光电子在管内气体中消耗它的能量产生电离粒子对，同时较外层的电子填入内层空位而发射气体的特征 X 射线，产生的 X 射线光子有可能从探测器的灵敏体积中逃逸出来而未被吸收。

由于内层电子的电离位能较高(如 Ar 的 K 电子的电离能为 3.2keV),因而这时 K 层电离电子所产生的电离脉冲幅度和入射光子能量与 K 电离位能之差成正比。这个过程所产生的脉冲常称为逃逸峰;(4)上过程中所产生的 X 射线光子在气体中也可能被另一个气体原子的外层电子所吸收,它所电离产生的光电子也要消耗它的动能而产生电离粒子对。这两种电离粒子数目之和与上述第二过程所产生的电离数目相同,故其输出脉冲幅度仍与入射光子能量成正比;(5)上述第三过程所产生的 X 射线光子有可能在它原来的原子中被吸收(俄歇效应),从而发射出俄歇电子和相伴随的 X 射线光子。俄歇电子在气体中产生电离粒子对而消耗它的全部动能,而伴线 X 射线光子又经光电吸收(同上述第二过程)产生电离粒子对。这样,入射光子所产生的原电离电子、俄歇电子、以及伴线 X 射线光子所产生的光电子等三种电子所形成的电离对的总数目,等于上述第二过程所产生的电离粒子对的数目,故其输出脉冲幅度仍与入射光子能量成正比。总之,由上述五个过程可见,当入射的 X 射线光子能量大于探测气体的吸收边能量时,正比计数管的输出脉冲中除了有一个幅度与入射光子能量成正比的主脉冲外,还会有一个幅度和入射光子能量与吸收边能量之差成正比的逃逸峰,如图 5.4.11 所示。它是用充 Ar 的正比计数管测量 Fe 的 K_α 线(6.40keV)所得到的脉冲幅度分布。

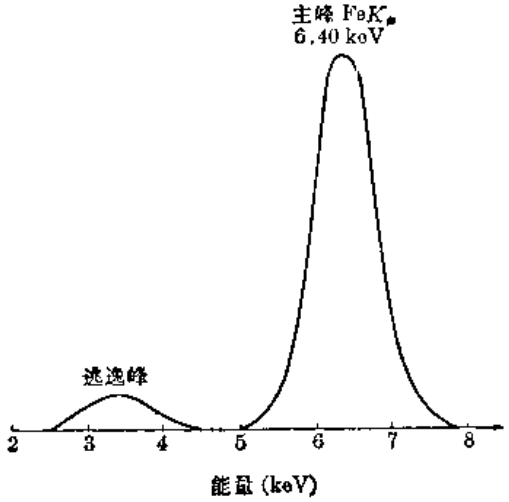


图 5.4.11 Ar 正比计数管测 Fe K_α 线所得的谱

正比计数管的极限能量分辨率,除了与入射光子所产生的电离粒子对数目的统计涨落有关外,还与气体放大倍数 M 的统计涨落有关。用半高宽度表示,其极限能量分辨率为

$$\Delta E = 2.35\sqrt{(F+b)\varepsilon E}, \tag{5.4.12}$$

式中 b 为考虑气体放大倍数 M 的统计涨落对分辨率的影响而引入的因子,其数值在 0.61~1 之间,随气体种类、M 值及管内场强而异。正比计数管实际所能达到的能量分辨率要比上式表示的极限分辨率差,因为还有许多的因素会对其分辨率有影响,如电子学线路的噪声,气体杂质的影响、计数管中气压的变化、阳极丝的不均匀性、丝的偏斜度等。在正比计数管中,每产生一对电离粒子所需要的平均能量约为 30eV,它比半导体探测器的 ε 值大许多倍,因而它的能量分辨率要比 Si(Li)半导体探测器差,而且往往有出现逃逸峰的麻烦。但它本身具有放大作用,其输出脉冲比半导体探测器大得多,使得对其后的电子放大线路的要求比半导体探测器低得多。它可以使用时间常数较短(如小于 1μs)的成形网络,从而可以使用于较高的计数率。入射窗是正比计数管用于低能 X 射线测量的主要障碍,常用的密封窗材料是 Be 膜,但其厚度难以小于几十 μm。利用气流式正比管,就可以采用超薄的窗口材料(如 Mylar 等有机膜),使其可用来测量几百 eV 的低能光子。正比计数管不要求在低温下工作。因而在低能 X 射线的能谱测量中,它还是一种重要的探测器。正比计数管由于工作气体的原子密度低,它对高能 X 射线的测量效率很低。例如,即使利用重原子 Xe 作探测气体,在充气气压为 1 个大气压和管内的行程为 2cm 时,当光子能量大于 10keV 后,其测量效率已明显下降了。可见其可测量的 X 射线光子能量上限约为 20keV。

闪烁计数器[53~57] 用闪烁计数器探测 X 射线光子能量是由一系列过程组成的。主要的过程是：(1)入射光子在闪烁体中消耗其全部能量产生荧光光子；(2)这些光子打到光电倍增管的光阴极上产生光电子；(3)光电子打在各个打拿极上产生电子倍增，最后形成幅度与入射光子成正比的电脉冲输出。由于上述的每一过程都受统计规律支配的，因而其能量分辨率不仅与闪烁体有关，而且还与光子转换成电子及电子倍增的过程有关。用半高宽度表示，其分辨率为

$$\Delta E=2.355\sqrt{\varepsilon E\left[1+\frac{\delta}{\delta_1(\delta-1)}\right]}, \tag{5.4.13}$$

式中 ε 为在光阴极上每产生一个光电子所需要的平均光子能量，它约为 300 eV；δ_1 为光电倍增管第一个打拿极的倍增系数，δ 为其后的各个打拿极的电子倍增系数(假设它们相等)。由此可见，闪烁计数管的能量分辨率比前述的两种探测器差。但由于闪烁体的原子密度高，灵敏区体积可做得大，它对高能光子有较高的探测效率，如图 5.4.12 所示。它是一块 3″×3″ 的 NaI(Tl)晶体的吸收效率随 X 射线能量变化的曲线。由图可见，在 20～300 keV范围内有近于 100% 的吸收效率。而且光电倍增管有很大的倍增因子，使其输出脉冲幅度很大，这样，对其后的放大电路的要求很低，而且可以在常温下工作。因此，闪烁计数器在硬 X 射线和 γ 射线的能谱测量中获得了广泛的应用。在硬 X射线和 γ 射线的能谱测量中常用 Cs^{137} 放射性同位素作为标准源，它发出单一能量(0.662 MeV)的 γ 射线。图 5.4.13 是用 NaI(Tl)闪烁谱仪测得的 Cs^{137} 的 γ 射线能谱，它的能量分辨率约为 10%。在谱的低能处有一连续的康普顿谱本底，这是因为当光子能量大于几百 keV 以后，光子与物质相互作用的康普顿效应增强，由此效应产生的康普顿电子的能量不是单一的，因而出现连续谱本底。另一个常用的标准源是 Co^{60} γ 源，它的能谱已在图 1.2.3 中给出。

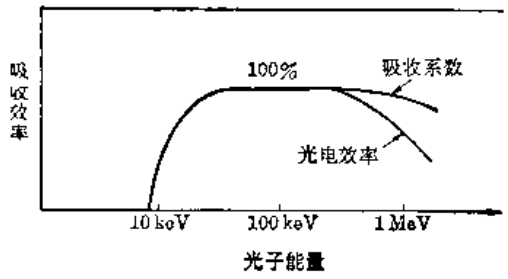


图 5.4.12 3″×3″NaI(Tl)晶体对光子的吸收效率随光子能量的变化

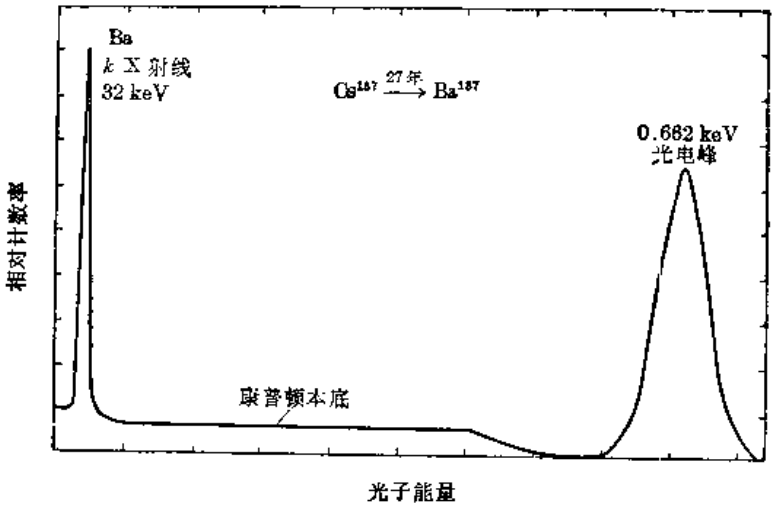


图 5.4.13 NaI(Tl)闪烁谱仪测得的 Cs^{137} γ 射线能谱

综上所述，半导体探测器(特别是 Si(Li)探测器)在三种探测器中具有最好的能量分辨能力，它特别适用于分析能量范围为 2～30 keV 的光子能谱。正比计数管的能量分辨率比半导体探测器差，但常用于测量超软 X 射线(光子能量小于 2 keV)的能量。闪烁计数器虽然分辨率最差，但对高能光子的探测效率较高，特别适于分析硬 X 射线的能谱。图 5.4.14 比较了用 NaI(Tl)闪烁谱仪、正比计数管和 Si(Li)探测器测得的 Fe^{55} 的 X 射线能谱，由图可见，Si(Li)的分辨最好，它能清楚地分辨出 Mn^{55} 的 K_α 和 K_β

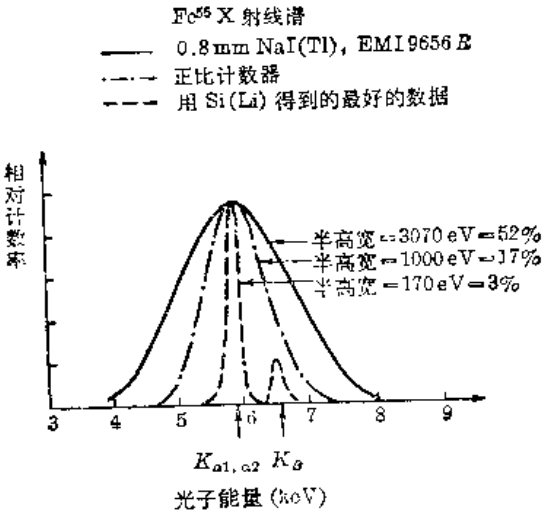


图 5.4.14 用三种探测器测得的 Fe^{55} X 射线能谱比较

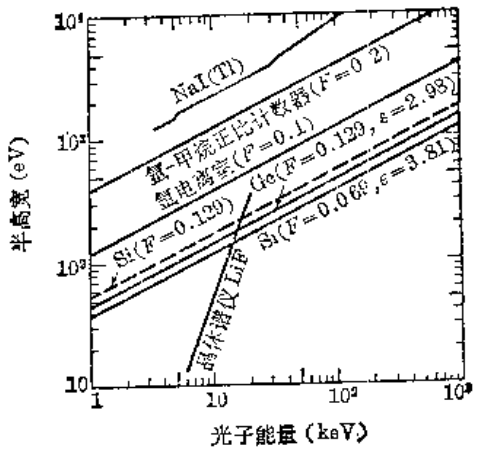


图 5.4.15 各种 X 射线能谱仪的极限能量分辨率比较

线(其能量间距为 600 eV)。图 5.4.15 进一步比较了各种 X 射线能谱仪所能达到的极限能量分辨率。在低能 X 射线区，晶体衍射谱仪的分辨率比半导体探测器还要好很多，但在高能区它的优越性就丧失了。

§5.4.3 吸收片方法[58~65]

利用一组具有不同透光波带的滤光片也可以构成光谱分析系统。这样的系统虽然只能用于粗略地分析简单的光谱，但是它十分简单、经济，而且在某些情况下，特别是在快速等离子体装置(如激光爆聚、Z 收缩、角收缩、等离子体焦点装置等)的 X 射线能谱分析中，却是十分有用的分析工具。在第四章我们已指出，各种元素对 X 射线的吸收曲线都存在着一定的吸收边(如 K 吸收边、L 吸收边等)，在吸收边的两侧吸收系数会发生剧烈的变化，而且不同元素的吸收边的位置是不同的。利用吸收边的这一特性，及原子序数相近的两种元素的吸收曲线随波长变化的形式很相似的特点，适当地选择两种吸收片的厚度，就可以使这两种吸收片的吸收曲线，在除它们的吸收边之间的波段外都完全重合。由这样的两种吸收片组成的滤光片系统，就称为 Ross 滤光片系统。若用一个 X 射线源均匀地照射一组 Ross 滤光片的两个吸收片，并用两个探测器分别测量透过这两个吸收片的辐射，则两探测器所测得的信号之差就是代表两个吸收边之间波带内的辐射强度。例如，Cu 和 Fe 的 K 吸收边分别为 1.380 Å 和 1.743 Å，表 5.4.2 列出了它们的质量吸收系数随波长的变化。由表可以看出，若取 Fe 吸收膜的质量厚度为 Cu 吸收膜的 1.3 倍，则除了在 1.5 Å 附近(即两吸收膜的吸收边之间)的区域外，两个膜的吸收系数是几乎完全相等的，因而用这对吸收膜组成的滤光片所测得的 X 射线强度即波长为 1.380~1.743 Å 之间的辐射强度。只要有一系列具有不同通带的 Ross 滤光片，就可以用来测量不同波长的 X 射线的强度。用 Ross 滤光片测量 X 射线的一个主要缺点是要用两个探测器测量一个波段，这样要测定一个谱所用的探测器数目就很多。为了减少所用的探测器数目，可以采用由三片吸收膜组成的 Ross 滤光片，从而用三个探测器就可以测量两个波带。表 5.4.3 列出了一些可用的三片和两片吸收膜组成的 Ross 滤光片的数据。此外，用 Ross 滤光片来分析 X 射线能谱，还有一个缺点，即它可用的能量范围有限，其下限能量主要是受到可得到的最薄的吸收膜的厚度的限制，它约在 4 keV

表 5.4.2 Cu-Fe 膜组成的 Ross 滤光片的吸收系数

λ(Å)	0.7	0.8	0.9	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0	5.0	6.0
μ_{Fe}(cm²/g)	36.0	53.2	74	100	312	80	162	255	510	880	1400
μ_{Cu}(cm²/g)	48.5	70	95.5	130	485	101	212	320	660	1150	1850
1.3 μ_{Fe}(cm²/g)	47	69	96	130	410	104	210	330	660	1150	1820

表 5.4.3 一些由三片膜、两片膜组成的 Ross 滤光片的数据

材料	厚度		K 吸收边能量 (keV)	材料	厚度		K 吸收边能量(keV)
	(mg/cm²)	(μm)			(mg/cm²)	(μm)	
Sc	8.51	28.4	4.493	Ti	17.3	38.1	4.965
V	6.98	11.4	5.465	Zn	7.28	10.2	9.659
Fe	4.90	6.3	7.112				
Fe	12.1	15.5	7.112	Mo	47.5	46.5	19.999
Co	10.9	12.2	7.709	Sn	29.1	39.7	29.200
Ni	9.25	10.4	8.333				
Ni	24.4	27.4	8.333	Sn	89.8	123.0	29.200
Cu	23.4	26.2	8.979	Nd	53.0	55.9	43.563
Zn	20.6	28.9	9.659				
Zn	61.7	86.3	9.659	Nd	159.0	228.0	43.563
Y	31.8	71.2	17.039	Ta	92.7	55.9	67.414
Mo	26.0	25.4	19.999				
Mo	47.5	46.5	19.999	Ta	422.0	254.0	67.414
Ag	33.9	32.2	25.514	Pb	288.0	254.0	88.006
Sn	29.1	39.7	29.200				
				Pb	605.0	533.0	88.006
				U	435.0	354.0	115.603

左右；而其上限主要受可得到的吸收膜的最高的 K 吸收边能量的限制，铀的 K 吸收边能量最高，约为 115.6 keV，因而吸收片方法可分析的 X 射线能谱范围约为 4～115.6 keV。

吸收膜方法也可以用来测定高温等离子体的电子温度，其原理如下：在高温等离子体中，若不考虑线辐射，其连续辐射(包括韧致辐射和复合辐射)强度 $I(E)$ 可表示为

$$I(E)dE = A(kT_e)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT_e}} dE, \tag{5.4.14}$$

式中 A 是与光子能量无关的系数。如果在等离子体辐射源和探测器之间有质量吸收系数为 $\mu_m(E)$(g^{-1}·cm^2)、质量厚度为 t_m(g·cm^{-2})的吸收膜，则透过吸收膜后，能量在 E 和 $E+dE$ 范围内的光子强度为

$$I(E)dE = \Omega I_0(E)\exp[-\mu_m(E)t_m]dE$$

$$= A\Omega(kT_e)^{-\frac{1}{2}}\exp\left[-\frac{E}{kT_e}-\mu_m(E)t_m\right]dE,$$

式中 Ω 为吸收膜孔对源所张的立体角。若探测器的探测效率为 $\eta(E)$，则探测器所探测到的积分透射强度为

$$I=\int_0^\infty I(E)dE=A\Omega(kT_e)^{-\frac{1}{2}}\int_0^\infty \eta(E)\exp\cdot\left[-\frac{E}{kT_e}-\mu_m(E)t_m\right]dE, \tag{5.4.15}$$

而其积分的透射率(即有、无吸收膜时探测器的输出比)为

$$R=\frac{\int_0^\infty \eta(E)\exp\left[-\frac{E}{kT_e}-\mu_m(E)t_m\right]dE}{\int_0^\infty \eta(E)\exp\left[-\frac{E}{kT_e}\right]dE}。 \tag{5.4.16}$$

由于透射率 R 只与电子温度及吸收材料的质量厚度有关，因此对于给定的吸收膜测出透射率 R 就可测得电子温度 T_e。图 5.4.16 为不同质量厚度的 Be、Al 吸收膜按上式计算得到的透射率与电子温度关系曲线。此外，表 5.4.4 也列出了常用的三种吸收膜 Be、Al、Ni 在不同的质量厚度情况下的透射率随电子温度变化的数值。利用这些计算的图、表，就可以很方便地根据实验测得的透射率 R 来测定电子温度 T_e。由于探测器常常对于紫外光和可见光也是灵敏的，因而最好是用二个对可见光不透明的、质量厚度不同的吸收膜，分别测量它们的透射率 $I(t_{m1}, T_e)$、$I(t_{m2}, T_e)$，并求出它们的相对透射率 $R_{12}=\frac{I(t_{m1}, T_e)}{I(t_{m2}, T_e)}$，由计算的 R_{12}-T_e 曲线就可求出 T_e 来。这样进行相对测量，就可把可见光等的影响完全消除。为了减少实验误差也可用若干个不同厚度的吸收膜测出若干个 $R(t_m, T_e)$ 值，作出 $R(t_m, T_e)$-t_m 曲线，然后再与计算的曲线相比较，就可求得与计算曲线符合得最好的 T_e 值。遗憾的是，在高温等离子体中常常会有高 Z 的杂质，这些杂质在 X 射线区会有强的线辐射，使得用吸收法测定的电子温度误差很大。这个困难可以利用 K 边滤光片来加以克服，这是因为吸收膜的透射函数在吸收边后虽然是随 X 射线能量 E 的增大而增大的，然而 X 射线连续辐射强度在高能端却是随 E 增大而降低，因而适当厚度的吸收膜只允许在 K 边以前的一段能量通带内透过 X 射线。这样，只要适当选择膜的材料和厚度，就可以保证 X 射线的透射带的能区是在线辐射可忽略的能区内。图 5.4.17 是一个能同时测量透过两个吸收膜的光强的装置，利用它通过一次测量就可以得到相对透射率 R_{12}。

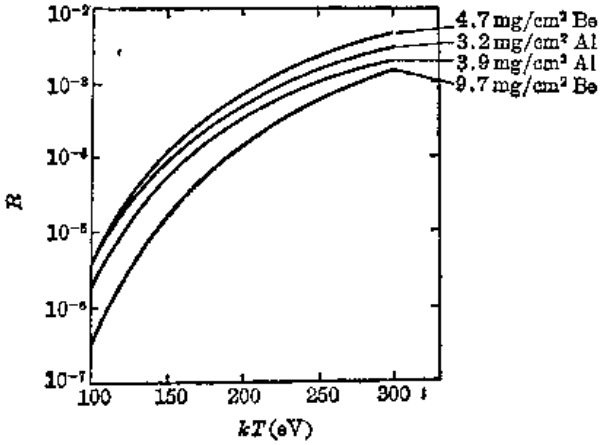


图 5.4.16 几种薄膜的透射率与电子温度的关系

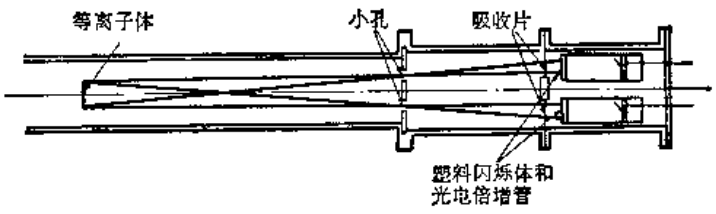


图 5.4.17 软 X 射线吸收比较法测电子温度的装置

表 5.4.4 软 X 射线透射率与电子温度关系*

吸收物质	厚度 (mg/cm²)	kT_e(eV)									
		100	200	300	400	500	600	800	1000	1200	1400
Be	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	0.5	2.13(−3)	3.21(−2)	8.88(−2)	1.51(−1)	2.15(−1)	2.70(−1)				
	1.0	5.44(−4)	1.47(−2)	5.07(−2)	9.73(−2)	1.48(−1)	1.97(−1)	2.85(−1)	3.59(−1)	4.24(−1)	4.76(−1)
	1.5	2.18(−4)	8.63(−3)	3.46(−2)	7.19(−2)	1.16(−1)	1.59(−1)				
	3	3.55(−5)	3.02(−3)	1.62(−2)	3.95(−2)	7.02(−2)	1.04(−1)	1.72(−1)	2.37(−1)	2.97(−1)	3.49(−1)
	5	7.47(−6)	1.22(−3)	8.43(−3)	2.35(−2)	4.56(−2)	7.14(−2)	1.28(−1)	1.86(−1)	2.41(−1)	2.91(−1)
	7	2.38(−6)	6.28(−4)	5.19(−3)	1.60(−2)	3.30(−2)	5.42(−2)	1.03(−1)	1.55(−1)	2.07(−1)	2.54(−1)
	9	9.45(−7)	3.68(−4)	3.52(−3)	1.17(−2)	2.55(−2)	4.34(−2)	8.65(−2)	1.34(−1)	1.82(−1)	2.28(−1)
	11		2.33(−4)		9.05(−3)		3.59(−2)	7.48(−2)	1.18(−1)	1.64(−1)	2.07(−1)
	15	1.19(−7)	1.10(−4)	1.46(−3)	5.85(−3)	1.43(−2)	2.62(−2)				
Al	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	0.5	3.00(−3)	2.77(−2)	7.09(−2)	1.35(−1)	1.57(−1)	1.81(−1)	2.38(−1)	2.87(−1)	3.30(−1)	
	1.0	3.20(−4)	8.72(−3)	3.05(−2)	5.66(−2)	8.28(−2)	1.04(−1)	1.43(−1)	1.77(−1)	2.10(−1)	2.40(−1)
	1.5	8.53(−5)	4.36(−3)	1.79(−2)	3.52(−2)	5.29(−2)	6.83(−2)				
	3	9.38(−6)	1.17(−3)	5.98(−3)	1.29(−2)	2.02(−2)	2.70(−2)	3.99(−2)	5.36(−2)	6.97(−2)	8.67(−2)
	5	1.57(−6)	3.47(−4)	2.04(−3)	4.69(−2)	7.61(−3)	1.04(−2)	1.63(−2)	2.35(−2)	3.31(−2)	4.46(−2)
	7	4.13(−7)	1.30(−4)	8.36(−4)	1.98(−3)	3.28(−3)	4.57(−3)	7.55(−3)	1.20(−2)	1.85(−2)	2.69(−2)
	9	1.36(−7)	5.44(−5)	3.71(−4)	9.01(−4)	1.52(−3)	2.16(−3)	3.85(−3)	6.76(−3)	1.85(−2)	2.69(−2)
	11		2.45(−5)		4.29(−4)		1.07(−3)	2.09(−3)	4.13(−3)	1.15(−2)	1.81(−2)
	15	9.35(−9)	5.61(−6)	4.20(−5)	1.06(−4)	1.88(−4)	2.92(−4)			7.71(−3)	1.30(−2)
Ni	0	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
	0.5	1.42(−3)	1.57(−2)	3.50(−2)	5.34(−2)	7.31(−2)	9.33(−2)	1.35(−1)	1.78(−1)	2.22(−1)	2.61(−1)
	1.0	2.49(−4)	3.08(−3)	7.61(−3)	1.31(−2)	2.08(−2)	3.05(−2)	5.57(−2)	8.61(−2)	1.20(−1)	1.53(−1)
	1.5	4.35(−5)	7.79(−4)	2.13(−3)	4.35(−3)	8.28(−3)	1.40(−2)	3.11(−2)	5.38(−2)	8.03(−2)	1.08(−1)
	3	8.98(−7)	2.19(−5)	1.08(−4)	4.75(−4)	1.49(−3)	3.46(−3)	1.08(−2)	2.27(−2)	3.82(−2)	5.61(−2)
	5	1.01(−8)	4.30(−7)	1.08(−5)	9.64(−5)	4.11(−4)	1.14(−3)	4.50(−3)	1.08(−2)	2.01(−2)	3.61(−2)
	7	1.52(−10)	3.25(−8)	2.59(−6)	3.14(−5)	1.61(−4)	5.07(−4)	2.35(−3)	6.30(−3)	1.25(−2)	2.05(−2)

* 表内括号中的数字代表位数，例如 $2.13(-3)=2.13\times10^{-3}$。

§5.5 光谱定量测量中的几个问题

§5.5.1 标准光源[66~69]

在光谱定量测量中，为了标定光谱仪的光强，需要有标准光源。

在近红外到近紫外的光谱区，理想的一次标准光源就是黑体辐射体，因为它的辐射强度只是温度和波长的函数。只要知道黑体温度，就可以根据普朗克公式

$$B_\lambda = 1.191\times10^{-16}\frac{\lambda^{-5}}{\exp\left(\dfrac{0.01439}{\lambda T}\right)-1}\quad (\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot sr^{-1}}),$$

求出它在某一波长下的谱亮度。实际上，完全理想的黑体是不存在的，比较理想的近似黑体可以是由钨或碳等难熔材料做成的闭密空腔，其上留有一小孔作为辐射孔。显然，外界辐射由小孔进入孔腔后，要经过多次反射才能又经小孔射出，因而它对任何波长的辐射的吸收系数都近于1，故可把它近似地看成是黑体。空腔可用电加热的方法加热到一定温度 T，空腔的温度可用放在空腔内的金属来测量。当放在腔内的金属开始熔化时，这时腔内的温度就等于该金属的熔点温度。常用的测温金属是金(熔点为1337.58 K)和铂(熔点为2044.9 K)等，它们的熔点温度都已绝对地测定过。由于构成空腔的材料的熔点难以超过3000 K，故难以用这种方法获得远紫外区的标准光源。

在近红外、可见光及近紫外区的光谱定量测量中，还广泛地使用所谓次级标准光源，即用一次标准光源标定过的钨带灯和碳弧灯。钨带灯的辐射谱和黑体辐射谱相当接近，其所相当的黑体辐射温度称为灯的色温。标准钨带灯的色温为2870 K，峰值波长在1 μm处。使用时应注意钨带上各点的温度不同，而且随着长期使用，其辐射谱会有些变化，需要经常标定。标定时，只需标定几个波长处的谱强，求出其色温，然后就可以由黑体辐射公式求出其它波长处的谱强度。碳弧灯是比钨带灯更好的二次标准光源，其大致结构如图5.5.1所示。阳极为光谱纯的石墨棒，直径5~16 mm，阴极碳棒直径为4~6 mm，起弧后电极间电压60~70伏，电流为10~125安培。电流过大时，会发生啸声和碳的溅散，电弧也不稳定，此称为过载。工作电流一般调到刚发生过载时电流的90%左右，这时可得到稳定的电弧，其阳极附近的电弧辐射相当稳定。图5.5.2为碳弧灯的辐射谱，由图可见 $\log(B_\lambda\lambda^5)$ 与 $\frac{1}{\lambda}$ 成正比，在3000~42000 Å范围内，其辐射谱与温度为3995 K的黑体辐射谱相当一致。表

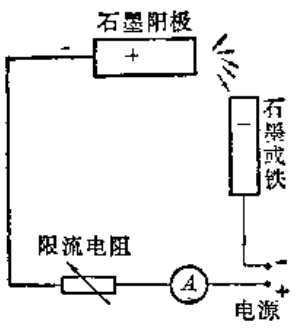


图5.5.1 碳弧灯结构示意图

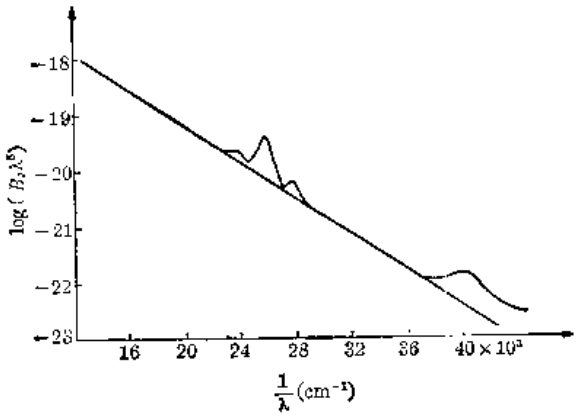


图5.5.2 碳弧灯的光谱

5.5.1 给出了碳弧灯的表面亮度与波长关系的测量值，在 $\lambda \geqslant 3000$ Å 的谱区，B_λ 的精度可达 5%；而在 $\lambda < 3000$ Å 时，误差就较大，不能用做强度标准了。由图 5.5.2 还可看到，碳弧灯的辐射谱中在 3700～4200 Å 和 4500～4740 Å 的光谱区还迭加有 CN 带和 C_2 带的特征谱，使用时应避开这两个谱区。

表 5.5.1 碳弧灯表面亮度 B_λ 值*

λ	2500(Å)	2600	2700	2800	2900	3000	3200	3400	3600	4000	4400	4600	4800
B_λ	4.03	5.32	7.08	9.54	12.6	16.4	26.3	39.2	54.9	93.1	136	158	180
λ	5000	5200	5400	5600	5800	6000	6200	6400	6600	6800	7000	7200	7400
B_λ	201	220	239	255	270	283	295	304	312	319	323	326	328
λ	7600	7800	8000	8500	9000	9500	1(μ)	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
B_λ	329	328	326	319	307	293	277	245	213	184	158	136	117
λ	1.7	1.8	1.9	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
B_λ	101	87.3	75.7	65.8	50.1	38.7	30.2	23.8	19.0	11.3	7.0	4.65	3.17
λ	5.5	6.0	6.5	7.0	8.0	9.0	10.0	11.0	12.0	13.0	14.0	15.0	
B_λ	2.24	1.62	1.20	0.906	0.545	0.346	0.230	0.159	0.113	0.0823	0.0614	0.0467	

* λ 为波长，表面亮度 B_λ 的单位为 $10^{10}\mathrm{W\cdot m^{-3}\cdot sr^{-1}}$。

在紫外光区，特别是远紫外光区，由于上述的一次、二次标准光源的温度比较低，在这个光谱区内光强很弱，而且也有技术上的困难(缺乏合适的窗口材料)，它们基本上不能用作标准光源。因而从这个意义上讲，在真空紫外区，没有一个辐射源可以做为它的绝对强度标准。尽管这样，仍然有一些光源可以做为真空紫外区的辐射标准。其中之一是当光源能够产生具有共同上能级的可见光和真空紫外谱线，其可见光区的谱线的绝对强度可以测量，而且分支比是已知的，就可用做真空紫外光区的强度标准(参见 § 5.5.2)。在等离子体诊断中，也还利用过各种各样的气体放电和等离子体装置，作为这类的标准光源，我们在这里仅举其中的几个例子。图 5.5.3 是一种简单的毛细管放电管结构形式的光源，当充气气压为几托，加上约一万伏的交流高压，放电电流为 50～100 mA 时，可以得到一些强的线光谱。它们包括中性原子光谱和低电离离子光谱，例如氢的赖曼光谱系等。图 5.5.4 是一种空心阴极放电管结构的光源，充气气压也在零点几到几托范围内，放电电流从零点几安培到几个安培。在空心阴极内会形成亮度均匀而稳定的等离子体柱。如果充氦气，可以得到 HeI 和 HeII 的线光谱。图 5.5.5 是一种电磁放电管式光源，也称为 T 形管式，当管内充以 4.5 托的 He、H_2 混合气体(95% He 和 5% H_2)，用 0.5 μF、35 kV 的电容器通过气隙放电开关快速放电，在反射体附近可以形成温度约 20000 度、Ne 约 $10^{23}\,\mathrm{m^{-3}}$ 的等离子体，可以得到强的 HeI 的 584 Å 的谱线。此外，还有一种非常吸引人的光源，这就是电子同步辐射加速器，它可以根据电子加速能量的不同发射出从红外到 X 射线区的辐射。图 5.5.6 为不同能量的电子发出的同步辐射谱，从图可看到

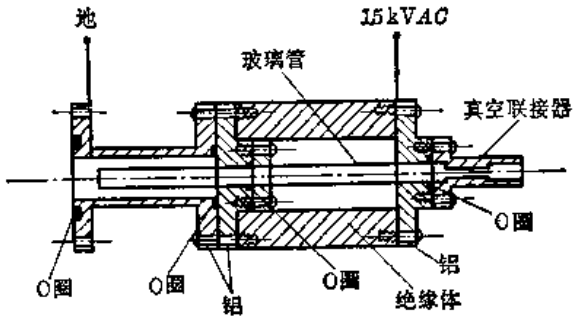


图 5.5.3 管式放电结构的紫外光源

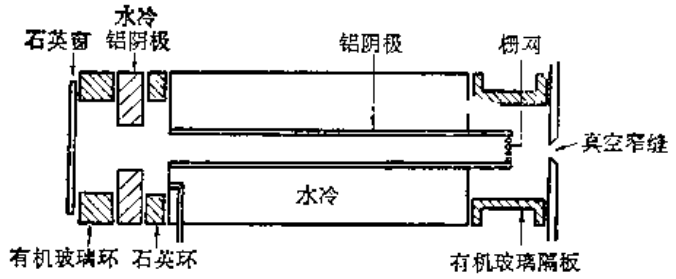


图 5.5.4 空心阴极放电式光源

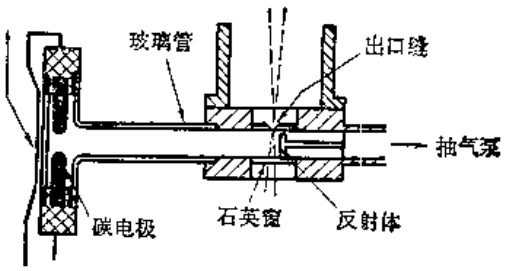


图 5.5.5 电磁激波管式光源

电子能量大约达 0.3 GeV 时，其辐射就进入 X 射线区。它的辐射强度可以准确地计算，而且光强强而稳定，是一种很好的紫外标准光源。但它不容易得到，而且它的辐射是线偏振的，强度分布是各向异性的，这是它的主要缺点。

标定单色仪和探测器用的 X 射线源，除了上述电子同步辐射加速器外，常用的有 X 射线管、荧光辐射和放射性同位素在内转换过程中产生的单能 X 射线辐射。

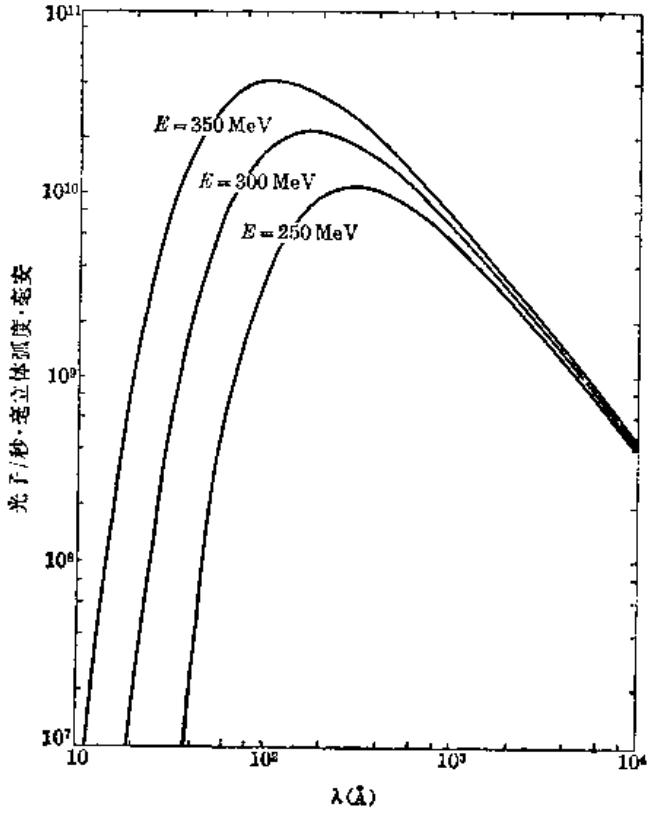


图 5.5.6 不同能量的电子发出的同步辐射谱

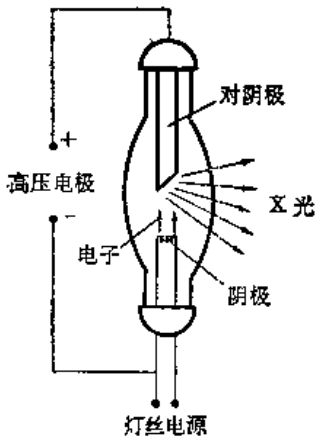


图 5.5.7 X 射线管

X 射线管 这是最通用的强 X 光源，其结构如图 5.5.7 所示，主要由阴极和对阴极所组成。热阴极发射的电子，经几万伏的高压加速后打到对阴极上，可以产生强的连续谱 X 射线和某些特征线。用不同材料作阴极可以得到不同的特征线谱。常用的阴极材料为钨、铜、金等。X 光管的输出主要受阴极材料所能承受的热功率的限制，钨可以承受最大热功率，在约 7 Å 处有强的 M 线光谱；大多数低 Z 元素，承受热功率的能力都较差，但铜是个例外，它可以得到波长为 13.3 Å 的强的 L 线辐射。有时为了获得更好的单色光，可用与阴极相同的材料做吸收膜，吸收一部分连续谱。若要得到更软的 X 射线，就需要用低的加速电压和用轻元素做阴极材料，但这时发射效率将大大降低。低能 X 射线要用薄的 Be 窗及低吸收系数的材料窗引出，或者干脆使整个光程都在真空中。发射软 X 射线的 X 光管要避免热钨阴极材料蒸发到对阴极表面形成吸收层。

荧光辐射 X 射线 它是由 X 光管产生的初始 X 射线所激发的，即用 X 光管产生的 X 射线照射某些 K 或 L 吸收边能量小于初始 X 射线能量的物质，使它产生光电离，而当电离原子复合时，就发出单能的 K 或 L 线辐射。可以用各种元素来产生不同波长的荧光。由于有产生俄歇电子的无辐射跃迁和荧光辐射跃迁的竞争，荧光辐射和光电离不是一一对应的。产生 K 线荧光的效率 ω_k 与原子序数 Z 的关系，当 $Z<30$ 时大致为

$$\omega_k=\frac{(Z-1)^4}{80000+(Z-1)^4}。\tag{5.5.1}$$

当初始的单能的 X 射线的能量刚刚大于荧光材料的吸收边时，可以得到最大的荧光转换效率。荧光强度通常都很强，这是因为荧光材料对本身发出的 X 射线的吸收系数都较小，使大部分的荧光产额多从靶中逃逸出来。只要适当地选择荧光靶材料，在 10～25 Å 范围内几乎每隔约 1 Å 都可以得到强的单色 X 射线辐射。

放射性同位素源 某些放射性同位素在内转换过程中所产生的单能 X 射线，虽然其强度一般都较弱，但是对于用于光子能量分析的探测器来说，却是十分有用的标准源。常用的这类 X 射线源列举于表 5.5.2 中。

表 5.5.2 常用的低能 X 射线和 γ 源

同 位 素	半 衰 期	$K\alpha_1$ 线能量(keV)	γ 射 线 能 量 (keV)
Cr^{51}	27.8 天	4.952	323
Fe^{55}	2.60 年	5.898	--
Co^{57}	2070 天	6.403	123, 136.3
Ni^{59}	8×10^4 年	6.930	--
Zn^{65}	245 天	8.047	511, 1119
Se^{75}	121.8 天	10.543	66.3, 96.7, 121.1, 136, 198.6, 264.6, 279.6, 304, 400.7
Co^{57}			14.36
Cd^{109}	470 天	22.162	88
Sn^{113}	119 天	24.207	255.2, 391.4, (In^{113}, 104 分)
Ba^{137}	7.2 年	30.970	53.2, 80.8, 160.7, 222.9, 276.4, 302.8, 356, 383.8
Sm^{145}	340 天	38.649	61.2, 485
Yb^{169}	31.8 天	50.730	63.5, 93.6, 110, 130.7, 117, 197.8, 261.2, 307.5
Bi^{207}	~30 年	74.957	569.6, 890, 1063.8, 1430, 1634, 1770.1
Gd^{153}	236 天	41.5	70, 98, 103
Am^{241}	458 年	12.21	59.6
Am^{242}	100 年		42

至于硬 X 射线区标定用的标准源，多用放射性同位素的 γ 源。例如，Ra、Co^{60}、Cs^{137} 等都是常用的 γ 源。Cs^{137} 的 γ 射线能量为 661 keV；Co^{60} 辐射能量分别为 1.17 和 1.33 MeV。它们都是人工放射性同位素，可以产生很强的辐射强度；它们的半衰期分别为 37 年和 5.3 年。镭是天然放射性同位素，半衰期为 1622 年，发射具有多种能量的 γ 射线。其它能发射 γ 射线的人工放射性同位素还很多，不再一一列举了。这类标准源使用时，除了要注意辐射防护外，使用起来是十分方便的。

§5.5.2 光谱强度测定

在 §3.3 中已指出，在等离子体光谱诊断中，有许多方法都需要测量某一谱线或某一谱段内连续谱的绝对强度，或者测量两条谱线或两个谱段的相对强度。因此，光谱强度的精确测定，在等离子体光谱诊断中是极为重要的。因而，我们在这里专门讨论这一问题。

由§5.1我们知道，单色仪出射狭缝射出的光通量与入射、出射狭缝的宽度及其它几何因素、色散元件的色散率、光学系统的透射效率和入射光的谱强度等有关。若其出射通量被光电探测器所接收，则当 $w_2 \gtrsim w_1$ 时，探测器对这些光通量的响应，即其输出信号（电压、电流或计数率等）可表示为

$$N = w_1 w_2 L G \tau(\lambda) r(\lambda) \eta_d(\lambda_0) I(\lambda)。 \tag{5.5.2}$$

这是探测器对在 $\lambda \pm \frac{1}{2}\Delta\lambda$ 范围内的连续辐射的响应，而对线辐射，其响应为

$$N = w_1 G \tau(\lambda) r(\lambda) \eta_d(\lambda_0) J_L。 \tag{5.5.3}$$

上两式中，$I(\lambda)$、J_L 分别为连续谱的谱强度和线谱的总强度；w_1、w_2 为入、出射狭缝宽度；L 为倒数线色散率；乘积 w_2L 为仪器轮廓的相对宽度；G 为几何因子（包括源的几何形状、谱仪的接收立体角、狭缝高度等因素），它与波长无关；$\tau(\lambda)$是谱仪的透射效率，其中已考虑了光学系统的吸收、散射、衍射等所引起的损失，以及象散、聚焦不完善等因素，它与波长有关；$r(\lambda)\eta_d(\lambda_0) = \eta_d(\lambda)$为探测器的探测效率，其中 $r(\lambda)$为探测器相对于某一参考波长 λ_0 的相对效率。在(5.5.3)式中，已假定了连续谱本底可忽略，而且出射狭缝足够宽从而使探测器能够接收整条线光谱的光，因而探测器的输出与谱仪的相对宽度无关。

从(5.5.2)、(5.5.3)式可以看到，要从探测器的输出测定谱线总强度 J_L 或连续谱强度 $I(\lambda)$，式中诸因子 w_1、w_2、L、G、$\eta(\lambda)$、$r(\lambda)$、$\eta_d(\lambda_0)$等必须是已知的或已标定的。显然，标定谱仪-探测器系统的一个简便方法，是利用谱强度 J_L 或 $I(\lambda)$已知的标准光源来直接地测定诸因子的乘积。为了使光路中的所有几何因素保持不变，可以使标准光源和待测的等离子体光源相对于系统的光轴对称地安置，如图5.5.8所示。这样可以通过旋转反射镜将待测光源和标准光源分别成象在接收狭缝上。由于在这两种情况下光路中的光学部件和几何条件都相同，因此只要知道标准光源的光谱强度，则从两次测量的输出就可以直接求出待测光源的绝对光谱强度。用这种方法测定绝对光谱强度，不需要分别测定(5.5.2)或(5.5.3)式中诸因子，只要求探测器对入射的光通量有线性的响应就可以了，因而该测定方法十分简便。但这种方法只适用于可见光区（包括近红外和近紫外区）的光强测定，因为在这个光谱区内可以比较容易地得到精确的标准光源，这是应用这种方法测定光强的首要条件。而对高温等离子体诊断来说在更为重要的真空紫外光谱区，却不容易得到这样的标准光源（除了新近发展起来的电子同步辐射加速器外），因而必须利用其它方法进行光强的绝对测定。

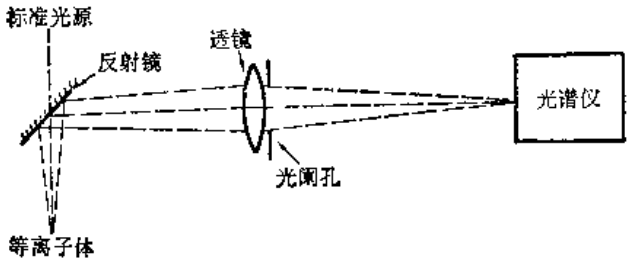


图5.5.8 利用标准光源测量绝对强度的实验安排

在真空紫外光谱区，最广泛使用的谱仪——探测器系统的标定方法（即绝对强度的测定方法），就是所谓的分支比方法。它是利用某些元素的原子或离子的同一上能级跃迁发出的谱线对，其中一条谱线是在可见光区，另一条谱线是在真空紫外区。那么，只要测定了可见光谱线强度，根据分支比就同时标定了真空紫外谱线的强度。它们的强度分支比为

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1\lambda_2}{A_2\lambda_1} \cdot \frac{g_{l1}}{g_{l2}} \cdot \frac{f_1}{f_2}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^3, \tag{5.5.4}$$

式中 A_1、A_2 分别为波长为 λ_1、λ_2 的辐射的自发跃迁系数，g_1、g_2 为相应的跃迁下能级的统计权重，f_1、f_2 为吸收振子强度。由于在可见光区内的谱线强度是可以绝对测定的，因而只要理论上的分支比 $\frac{A_1}{A_2}$ 是已知的，则由上式和可见光谱线的绝对强度，就可绝对标定真空紫外谱线的强度。表 5.5.3 列出了一些可用于分支比标定强度的谱线对和它们的分支比。但是必须指出，这种强度标定只能在离散的几个波长上进行，在它们(已标定的波长)之间的波长上必须用内插的方法推算这就带来了一定的误差，再加上分支比计算的误差，因而在真空紫外区用这种方法测定的绝对强度的精度不会好于 50%。

表 5.5.3 紫外分支比法校准用的谱线对数据

元 素	跃迁能级	波长(Å)	$A(s^{-1})$	分支比	元 素	跃迁能级	波长(Å)	$A(s^{-1})$	分支比
HeII	3-6 4-6	2734.5 6563	1.25×10^7 1.23×10^7	1.02	OV	2s2p-2s3d 2s3p-2s3d	220.4 3145	4.58×10^{10} 1.05×10^8	436
HeII	3-7 4-7	2512 5413	5.37×10^6 4.86×10^6	1.11	NV	2s-3p 3s-3p	209.3 4603.7 4620	1.2×10^{10} 4.13×10^7	291
HeII	2-4 3-4	1215.1 4685.7	1.35×10^8 1.44×10^8	0.938	NV	2p-4s 3p-4s	190 778	3.38×10^9 2.33×10^9	1.45
HeII	2-5 3-5	1085 3203	4.05×10^7 3.52×10^7	1.16	NV	2p-4d 3p-4d	186 713	1.4×10^{10} 4.3×10^9	3.26
HI	1-3 2-3	1025.7 6562.8	5.57×10^7 4.41×10^7	1.26	OV	$2s^2$-2s3p 2s3s-2s3p	172.2 5114	4.5×10^{10} 2.53×10^7	1.78×10^3
HI	1-4 2-4	973 4861	1.28×10^7 8.4×10^6	1.52	ArVIII	3s-4p 3d-4p	159 337.7	1.1×10^{10} 1.2×10^{10}	0.92
HI	1-5 2-5	950 4341	4.1×10^6 2.5×10^6	1.64	OVI	2s-3p 3s-3p	150.1 3811.3 3834.2	2.59×10^{10} 5.1×10^7	508
HI	1-6 2-6	937 4102	1.6×10^6 9.7×10^5	1.65	OVI	2p-4d 3p-4d	129.87 498.3	2.9×10^{10} 9.5×10^9	3.05
CIII	2s2p-2s3d 2s3p-2s3d	574 5696	6.3×10^9 5×10^7	126	OVI	2s-4p 3s-4p	115.8 447	1.2×10^{10} 3.2×10^9	3.75
HeI	$1s^2$-1s3p 1s2s-1s3p	537 5015	5.66×10^8 1.34×10^7	42.2	NeVIII	2s-3p 3s-3p	88.1 2820.7	8.55×10^{10} 6.96×10^7	1.23×10^3
CIV	2s-3p 3s-3p	312.4 5801.5 5812.1	4.56×10^9 3.18×10^7	143	CV	$1s^21S_0$-$1s2p^3P_1$ $1s2s^3S_1$-$1s2p^3P_1$	40.7 2278	2.89×10^7 5.79×10^7	0.500
HeII	1-3 2-3	256.3 1640.4	8.91×10^8 7.05×10^8	1.26	OVII	$1s^21S_0$-$1s2p^3P_1$ $1s2s^3S_1$-$1s2p^3P_1$	21.8 1638	5.56×10^8 8.07×10^7	6.89
HeII	1-4 3-4	243 4685.7	2.04×10^8 1.44×10^8	1.42	NeIX	$1s^21S_0$-$1s2p^3P_1$ $1s2s^3S_1$-$1s2p^3P_1$	13.55 1273	5.4×10^9 1.05×10^8	51.4
HeII	1-5 3-5	237.2 3203.1	6.6×10^7 3.52×10^7	1.88					

另一种标定强度的方法，就是分别测定(5.5.2)或(5.5.3)式中的各个因子。在第四章中，我们已介绍过有些探测器可以用作强度的绝对测量，例如稀有气体电离室、热电偶等。这些探测器有时不适于作等离子体光谱测量(因为它常常要求探测器的灵敏度较高、时间响应较快)，但仍可以作为标定其它探测器效率的标准。只要用标准探测器和待标定的探测器测量同一光源发出的单色光，由它们的输出响应之比，就可以求出待标定的探测器的相对效率 $r(\lambda)$，而标准探测器的绝对效率是已知的，因而就可求出待标定探测器的绝对效率 $r(\lambda)\eta_d(\lambda)$。至于光谱仪的透射效率 $\tau(\lambda)$ 的测定，要借助于一个辅助的单色仪。将辅助单色仪输出的单色光作为待标定单色仪的光源，用一个适当的探测器(要求它对入射光通量有线性的响应)分别测量待标定单色仪的入、出射狭缝后的光通量，则由两次测量的信号比就可测定 $\tau(\lambda)$。最后还有几何因子 Gw_1 及 $\frac{w_2}{D}$，由于它们是与波长无关的，其值只需要在任一波长上进行一次绝对测量就可定出(一般选在可见光区波长，这样就可以利用标准光源进行绝对测量)。

对于光谱强度的相对测量来说，就无需测定几何因子和探测器的绝对效率，只要测定探测器的相对探测效率 $r(\lambda)$ 和光谱仪的相对透射效率就可以了。

§5.5.3 线光谱强度和轮廓的修正

在等离子体光谱诊断中，有许多方法都基于线或连续光谱强度的测量，因而光谱强度的精确测量是十分重要的。但在线光谱强度中常迭加有本底的连续谱强度，而连续谱强度中又迭加有邻近线谱翼部的强度。线谱总强度定义为

$$I_L=\int_{-\infty}^{+\infty} I(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda), \tag{5.5.5}$$

式中 $\Delta\lambda$ 为测量点到线谱中心的波长间距。而在实际测量中，为了扣除本底的连续谱强度，常常使谱线的两翼在连续本底近似为常数的波长处截断，如图 5.5.9 所示。在图解测定线强度时，常常是测定 AB 直线以上的线轮廓面积，图中 A、B 点即为线谱两翼的截断点，故由此求得的线强度为

$$I'_L=\int_{\Delta\lambda_A}^{\Delta\lambda_B} I'(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)。 \tag{5.5.6}$$

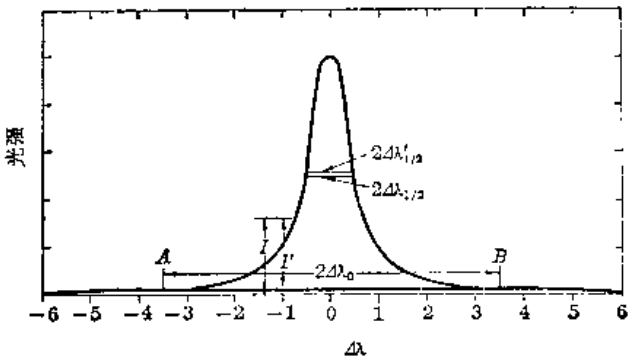


图 5.5.9 线谱强度修正方法图解说明

这样测得的线强度与(5.5.5)式所定义的真正的线强度是有差别的，因而必须对测量值 I'_L 进行修正。现在我们以图 5.5.9 为例说明如何进行线强度修正。假定仪器本身的展宽是可忽略的，且线轮廓为色散型分布；而 A、B 两点到线中心的波长间距均为 $\Delta\lambda_0$，则

$$I(\Delta\lambda)=\frac{I_0}{1+(\Delta\lambda/\Delta\lambda_{1/2})^2}, \tag{5.5.7}$$

I_0 为轮廓中心的强度，$\Delta\lambda_{1/2}$ 为真正的线轮廓的半高半宽度。而测量的线轮廓强度分布为

$$I'(\Delta\lambda)=\frac{I_0}{1+(\Delta\lambda/\Delta\lambda_{1/2})^2}-\frac{I_0}{1+(\Delta\lambda_0/\Delta\lambda_{1/2})^2}。 \tag{5.5.7'}$$

将(5.5.7)和(5.5.7')式分别代入(5.5.5)和(5.5.6)式，就可求得真实的线谱总强度 I_L 与测量的强度 I'_L 之比为

$$\frac{I_L}{I'_L}=\frac{\pi}{2}\left[\mathrm{tg}^{-1}\left(\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)-\left(\frac{\Delta\lambda_{1/2}}{\Delta\lambda_0}+\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)^{-1}\right]^{-1}; \tag{5.5.8}$$

而且比值 $\Delta\lambda_0/\Delta\lambda_{1/2}$ 可以用观测量表示为

$$\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda_{1/2}}=\left[\left(\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda'_{1/2}}\right)^2-2\right]^{1/2}, \tag{5.5.9}$$

式中 $\Delta\lambda'_{1/2}$ 为由 AB 线以上的轮廓测得的半高半宽度。图 5.5.10 为由(5.5.8)和(5.5.9)式计算得到的 $\frac{I_L}{I'_L}-\frac{\Delta\lambda_0}{\Delta\lambda'_{1/2}}$ 曲线。由图明显地可以看到，修正是相当显著的，即使 $\Delta\lambda_0/\Delta\lambda'_{1/2}$ 取到 10，仍有 15% 的修正量，因此在估计线谱总强度的测量精度时必须注意这个问题。对于其它形式的轮廓分布，也可以用类似的方法对测量的总强度进行修正。如果线轮廓是高斯型分布，即

$$I(\Delta\lambda)=I_0\exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{1/2}}\right)^2\ln 2\right], \tag{5.5.10}$$

随着 $\Delta\lambda$ 的增大，它的强度的下降要比色散型分布的下降快得多。例如在 $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{1/2}=3$ 处，其强度只是中心强度的 $\frac{1}{512}$；而对于色散型分布，在 $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{1/2}=10$ 处，其强度仍有中心强度的 1%。因此，对于高斯型轮廓分布，当 $\Delta\lambda_0/\Delta\lambda_{1/2}>3$ 时，就基本上可以不考虑修正了。在测量连续谱光强时，对于邻近的谱线翼部的影响，也要根据线轮廓的分布型式进行修正。

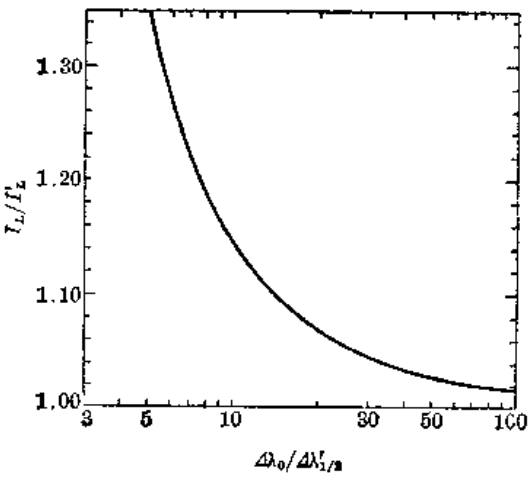


图 5.5.10 色散型轮廓分布的线谱强度的修正曲线

在测量谱线轮廓时，往往会遇到有几种展宽机制同时起作用的情况。对某一种展宽机制而言，实验测得的轮廓是被其它展宽机制所畸变，因而必须对其进行修正。若有两种独立的展宽因素各自使谱线形成展宽的轮廓为 $I_1(\Delta\lambda)$ 和 $I_2(\Delta\lambda)$，那末两种因素同时作用使谱线形成的展宽轮廓应为

$$I(\Delta\lambda)=\int_{-\infty}^{+\infty}I_1(\Delta\lambda')I_2(\Delta\lambda-\Delta\lambda')d\lambda'。 \tag{5.5.11}$$

因为无论线谱的展宽形式如何，其总强度总是不变，所以由这三种轮廓分布 $I_1(\Delta\lambda)$、$I_2(\Delta\lambda)$、$I(\Delta\lambda)$所得到的总强度应相等(一般归一化为 1)，即

$$\int_{-\infty}^{+\infty}I_1(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)=\int_{-\infty}^{+\infty}I_2(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)=\int_{-\infty}^{\infty}I(\Delta\lambda)d(\Delta\lambda)。$$

这样，如果要从测量的线轮廓 $I(\Delta\lambda)$和其中已知的一种展宽轮廓求出另一种机制形成的展宽轮廓，就必须解积分方程(5.5.11)式，这是很麻烦的。不过，在大多数的等离于体应用中，只关心的是对半高宽度的修正，而不是对整个轮廓的修正。这样，修正问题就可以得到很大的简化。如果 I_1、I_2 都是高斯型分布，它们的半宽度分别为 $(\Delta\lambda_{1/2})_1$ 和 $(\Delta\lambda_{1/2})_2$，则它们迭加后的轮廓将仍为高斯分布，其半宽度为

$$\Delta\lambda_{1/2}=\sqrt{(\Delta\lambda_{1/2})_1^2+(\Delta\lambda_{1/2})_2^2}; \tag{5.5.12}$$

类似地，如果 I_1 和 I_2 都是色散型分布，则 $I(\Delta\lambda)$亦为色散型分布，半宽度为

$$\Delta\lambda_{1/2}=(\Delta\lambda_{1/2})_1+(\Delta\lambda_{1/2})_2。\tag{5.5.13}$$

这样，由(5.5.12)或(5.5.13)式就可求得修正后的半宽度$(\Delta\lambda_{1/2})_1$或$(\Delta\lambda_{1/2})_2$。如果I_1、I_2的分布形式不同，例如I_1为高斯型分布，I_2为色散型分布，修正就比较复杂，但某些情况的修正值仍有表可查。例如，表5.5.4为多普勒效应和斯塔克效应迭加时，各半宽度间关系的计算结果。由表可以看到，如果对$(\Delta\lambda_{1/2})_2/(\Delta\lambda_{1/2})_1$的比值有所估计的话，则从表中就可求出半宽度的修正值$(\Delta\lambda_{1/2})_1$或$(\Delta\lambda_{1/2})_2$与测量的半宽度$\Delta\lambda_{1/2}$之比。

表5.5.4 谱宽修正数据

$(\Delta\lambda_{1/2})_2/(\Delta\lambda_{1/2})_1$ (色散分布)/(高斯分布)	$(\Delta\lambda_{1/2})_2/\Delta\lambda_{1/2}$	$(\Delta\lambda_{1/2})_1/\Delta\lambda_{1/2}$	$(\Delta\lambda_{1/2})_2/(\Delta\lambda_{1/2})_1$ (色散分布)/(高斯分布)	$(\Delta\lambda_{1/2})_2/\Delta\lambda_{1/2}$	$(\Delta\lambda_{1/2})_1/\Delta\lambda_{1/2}$
∞	1	0	0.84	0.552	0.656
12.01	0.993	0.083	0.78	0.527	0.675
6.01	0.972	0.163	0.72	0.500	0.694
4.00	0.941	0.235	0.66	0.472	0.715
3.00	0.904	0.301	0.60	0.442	0.736
2.70	0.886	0.327	0.54	0.412	0.758
2.40	0.863	0.359	0.48	0.375	0.780
1.80	0.794	0.441	0.42	0.338	0.804
1.50	0.742	0.494	0.36	0.299	0.829
1.20	0.672	0.559	0.30	0.257	0.855
1.14	0.655	0.574	0.24	0.212	0.882
1.08	0.637	0.589	0.18	0.164	0.910
1.02	0.618	0.605	0.12	0.113	0.939
0.96	0.597	0.622	0.05	0.050	0.984
0.90	0.575	0.639	0	0	1

参 考 文 献

[1] 发射光谱分析，冶金工业出版社，1977。
[2] 李国安，光谱仪器设计，科学出版社，1978
[3] 母国光等，光学，人民教育出版社，1978。
[4] Born, M, Wolf, E., Principles of Optics, Pergamon Press, 1975(中译本:光学原理，科学出版社，1978).
[5] Davis, S. P., Diffraction Grating Spectrographs, Holt, 1970.
[6] *J. Opt. Soc. Amer.*, **44**, 761 (1954).
[7] *Rep. Progr. Phys.*, **23**, 267 (1960).
[8] Girard, A., Jacquinat, P., in "Advanced Optical Techniques", p. 78, North Holland Publ. Co., 1967.
[9] *J. Opt. Soc. Amer.*, **61**, 1001 (1971).
[10] 王宗明等，实用红外光谱法，石油化学工业出版社，1978。
[11] Stewart, J. E., Infrared Spectroscopy (Experimental methods and techniques), Marcel Dekker, 1970.
[12] Martin, D. H., Spectroscopic Techniques for Far Infrared, Submillmeter and Millimeter Waves, Wiley 1967.
[13] Möller, K. D., Rothschild, W. G., Far-Infrared Spectroscopy, Wiley, 1971.
[14] *Appl. Optics*, **14**, 460 (1975).
[15] *Appl. Optics*, **1**, 643 (1962).
[16] *IEEE Trans.*, **MTT-11**, 363 (1963).
[17] *Infrared Phys.*, **7**, 37 (1967).
[18] *Infrared Phys.*, **9**, 43 (1969).
[19] Bell, R. J.,Introductory Fourier Transform Spectroscopy, 1972.
[20] Vanasse, G. A., Fourier Spectroscopy, in "Progr. Opt.", Vol. **6**, 261, North-Holland Publ. Co., 1967.
[21] Schnopper, H. W. *et al.*, in "Methods of Experimental Physics", Vol. **12**, 491, Academic Press, 1974.